



**KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH**

Institut für Reaktorbauelemente

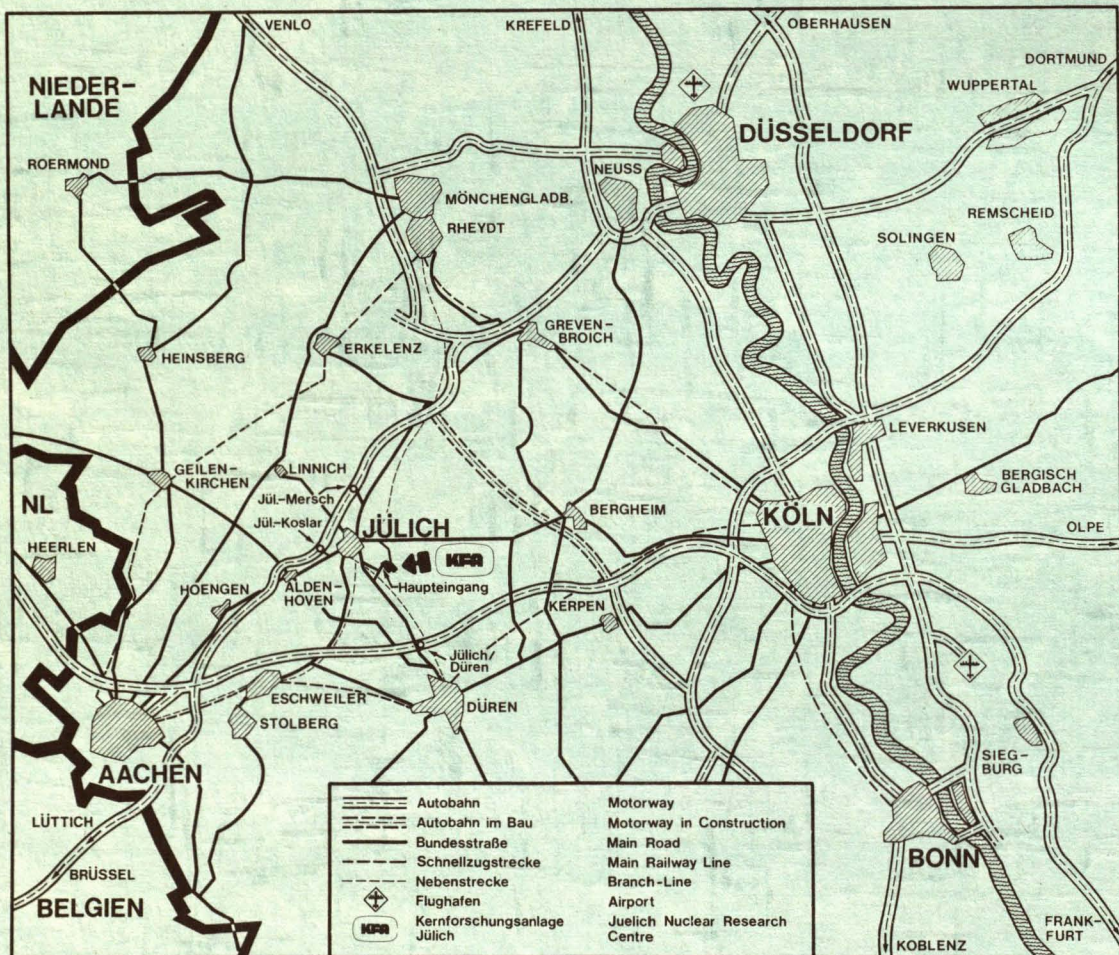
**Messungen instationärer Drücke  
bei Queranströmung  
von Kreiszylindern unter Berücksichtigung  
fluidelastischer Effekte**

von

K.-H. Mohr

**Jül - 1732**  
**August 1981**  
ISSN 0366-0885





Als Manuskript gedruckt

# **Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1732**

Institut für Reaktorbauelemente Jül - 1732

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833 556 kfa d



**Messungen instationärer Drücke  
bei Queranströmung  
von Kreiszylindern unter Berücksichtigung  
fluidelastischer Effekte**

von

K.-H. Mohr

D 82 (Diss. T.H. Aachen)

# MEASUREMENT OF STEADY AND UNSTEADY PRESSURE DISTRIBUTION AROUND CYLINDERS IN CROSS-FLOW WITH REGARD TO FLUIDELASTIC EFFECTS

by

K. H. MOHR

## ABSTRACT:

Tubes of heat exchangers are excited to mechanical vibrations by unsteady flow forces. Up to now no information on the character of these forces and the interdependence between tube vibrations and the flow forces is known.

An experimental device is described with which steady and unsteady forces acting on a tube and the mechanical response of the tube to these forces can be measured. The test tube and its neighbours were either fixed or free to vibrate.

At first a single cylinder in cross-flow was investigated to prove the reliability of the test procedure. After that experiments with four in-line tube banks with transverse and longitudinal pitches ranging from 1.15 to 2.88 tube diameters were performed. The aerodynamic forces were calculated on line by means of an analogue computer. Simultaneously the mechanical response of the tubes was registered.

The measurements show that four kinds of exciting mechanisms exist. Tube vibrations are caused either by vortices, buffeting, galloping or fluidelastic coupling. The tests were performed in an atmospheric wind tunnel in a range of Reynolds number  $10^4 \leq Re \leq 10^5$ .



MESSUNGEN INSTATIONÄRER DRÜCKE BEI QUERANSTRÖMUNG  
VON KREISZYLINDERN UNTER BERÜCKSICHTIGUNG  
FLUIDELASTISCHER EFFEKTE

von

K.H. MOHR

KURZFASSUNG:

In Wärmetauschern werden querangeströmte Rohre zu mechanischen Schwingungen angefacht, die zu Schwingungsbrüchen führen können. Zur Klärung der Anregungsmechanismen wurden die stationären und instationären Drücke, die auf ein Rohr eines Wärmetauschers wirken, gemessen. Das Testrohr und seine Nachbarn waren entweder elastisch gelagert oder arretiert. So konnte der Einfluß der mechanischen Schwingungen auf die aerodynamischen Erregerkräfte studiert werden. Aus der zeitlichen und örtlichen Druckverteilung wurden mit einem Analogrechner die Auftriebs- und Widerstandskräfte bestimmt. Gleichzeitig wurden Amplitude und Frequenz der Rohrschwingungen registriert. Versuche am querangeströmten Einzelzylinder dienten zur Bestätigung des Versuchsaufbaus.

Danach wurden Messungen in fluchtenden Rohrbündeln mit den Teilungen:  $1.15 \times D$ ,  $1.44 \times D$ ,  $2.30 \times D$  und  $2.88 D$  ( $D$  = Rohrdurchmesser) durchgeführt. Die Messungen zeigen, daß vier unterschiedliche Anregungsmechanismen vorkommen: Rohrschwingungen werden angefacht durch Wirbel, Buffeting, Galloping und fluid-elastische Kopplung. Die Versuchsergebnisse sind Grundlage für die Berechnung der Dauerstandsfestigkeit von Wärmetauschern. Die Versuche wurden bei Reynolds-Zahlen  $10^4 \leq Re \leq 10^5$  durchgeführt.







## V O R W O R T:

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Reaktorbauelemente der Kernforschungsanlage Jülich GmbH unter der Leitung von Prof. Dr. rer.nat. C.B. von der Decken, dem ich an dieser Stelle herzlich danken möchte.

Herrn Prof. Dr. Ing. U. Renz danke ich für die Übernahme des Korreferats und die wertvollen Hinweise zu dieser Arbeit.

In besonderem Maße bin ich meinem Betreuer, Herrn Dr. Ing. E. Heinecke zu Dank verpflichtet, der durch zahlreiche Diskussionen und Vorschläge wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat. Die Zusammenarbeit mit ihm schaffte stets die so wichtige gute Arbeitsatmosphäre.

Weiterhin bedanke ich mich bei allen Institutsangehörigen für ihre tatkräftige Unterstützung. Einen besonderen Dank möchte ich Herrn H. Mommertz aussprechen, der mir bei dem Aufbau und der Durchführung der Experimente behilflich war. Frau F. Lackner, meiner Ehefrau Monika und Frau K. Barthels danke ich für die Anfertigung des Manuskripts.





# I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

Seite:

1.	Einleitung	1
2.	Beschreibung der Anregungsmechanismen	4
2.1	Wirbelerregung	4
2.2	Buffeting-Resonant Buffeting	4
2.3	Galloping	5
2.4	Fluidelastische Kopplung	7
3.	Literaturübersicht	9
4.	Formelentwicklung zur analogen Berechnung der resultierenden Druckkräfte aus den Umfangsdrücken	16
5.	Theoretischer Teil	22
5.1	Betrachtungen am gedämpften Punktmassenschwinger bei harmonischer Krafterregung	22
5.1.1	Schwebungen	23
5.1.2	Arbeit bei Phasenverschiebung	24
5.2	Analyse von Zufallsfunktionen	24
6.	Versuchsaufbau	27
6.1	Windkanal	27
6.2	Testrohre	28
6.3	Meßwerterfassung und Signalfluß	30
6.4	Elektronische Ausrüstung	32
6.4.1	Druckmessung	32
6.4.1.1	Eichung der Druckaufnehmer im eingebauten Zustand/Linearität	32
6.4.2	Wegmessung	33
6.4.3	Analogrechner	34
6.4.3.1	Aufbau	34
6.4.3.2	Funktionstests des Analogrechners	36



7.	Messungen am Einzelrohr	37
7.1	Mechanische Rohrkenwerte	37
7.1.1	Bestimmung der Federkonstanten und Linearität	37
7.1.2	Eigenfrequenz des Testrohres	37
7.1.3	Dämpfungsparameter	38
7.2	Messung der Gleichdruckanteile $\bar{p}_i(\varphi)$ in 15°-Schritten bei verschiedenen Staudrücken	39
7.3	Wirbelablösefrequenzen bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten	39
7.4	Instationäre Druckverteilung $p_i(t)$ , Kraft, Schwingweg und Wirbelablösung bei vier Geschwindigkeiten	41
7.4.1	Überblick und bildhafter Vergleich	41
7.4.2	Darstellung stationärer und instationärer Drücke in Polar-Koordinaten	44
7.4.3	Arbeit und Phasenverschiebung zwischen Kraft und Weg (Schwebungen)	46
7.4.4	Frequenzanalysen	47
7.4.5	Autokorrelationsfunktionen der Umfangsdrücke	49
7.4.6	Angreifende Kräfte und Systemantwort als Funktion der Re-Zahl	49
7.5	Anregungsmechanismen beim Einzelrohr	51
8.	Fluchtende Rohrbündel	52
8.1	Übersicht und Versuchsaufbau	52
8.2	Instationäre Parameter Druck, Schwingweg und Kraft im Zeitbereich	53
8.3	Gleich- und Wechseldruckverteilungen über dem Zylinderumfang	57
8.4	Gerechnete Kraftkoeffizienten als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit	59
8.5	Gleich- und Wechselanteile der gemessenen Schwingwege	61
8.6	Frequenzanalysen der Kräfte, Schwingwege und Umfangsdrücke	61
8.7	Autokorrelationsmessungen der Umfangsdrücke	64
8.8	Versuche zu fluidelastischen Rohrkopplungen	65

Seite:

8.9 Strömungsinduzierte Anregungsmechanismen an fluchtenden Rohrbündeln	67
9. Zusammenfassung	70
10. Nomenklatur	72
11. Literaturverzeichnis	75
12. Zusammenstellung der verwendeten Geräte	85
13. Anhang-Bilder und Diagramme	88





## 1. EINLEITUNG

In Kraftwerken und Chemieanlagen werden häufig querangeströmte Rohrbündel-Wärmeaustauscher eingesetzt. Bei der Umströmung der Rohre entstehen Wechselkräfte, welche die Rohre der ersten Rohrreihen zu heftigen Schwingungen anregen können. Dauern diese Schwingungen an, so kann es zu Dauerbrüchen oder Schäden durch gegenseitiges Aneinanderschlagen der Rohre kommen. Dieses kann zum Ausfall des Wärmeaustauschers und Abschalten der gesamten Anlage führen (HARTLEN /35/, NOFZ /49/). In der vorliegenden Arbeit sollen die schwingungsanregenden Mechanismen aufgedeckt oder schon beschriebene bestätigt werden. Aus früheren Forschungen haben sich vier Mechanismen herauskristallisiert:

- 1) Wirbelerregung
- 2) Turbulenzerregung (Buffeting)
- 3) Fluidelastische Instabilität (Galloping)
- 4) Fluidelastische Kopplung.

Der vom Einzelzylinder bekannte Anregungsmechanismus durch Wirbelablösung wurde oft auf Rohrbündel übertragen (CHEN /16/). Er kann jedoch aufgrund der unterschiedlichen Rohrachsteilung nicht immer der alleinige Mechanismus sein. Vielmehr ist die Wirbelbildung nur bei größeren Teilungen möglich. Da die Rohre auch bei engen Teilungen zu heftigen Schwingungen angeregt werden, ist hier die Frage nach dem Anregungsmechanismus von besonderem Interesse. Bisher durchgeführte Versuche (/21/, /33/) zur Erklärung der nicht durch Wirbel erregten Rohrschwingungen zeigten zwar schon neue Mechanismen auf, sie waren jedoch stets mit Mängeln durch vereinfachende Annahmen und Versuchsbedingungen behaftet. So wurden die Stabilitätsuntersuchungen von CONNORS /21/ lediglich an einer schwingenden einzelnen Rohrreihe durchgeführt und die bei Koppelschwingungen auftretenden Kräfte durch quasistatistische Versuche nachgeahmt. Die Versuchsergebnisse sind ohne zusätzliche Kenntnisse über die gegenseitige Beeinflussung der Rohrreihen nicht auf Rohrbündel übertragbar.

GROSS /33/ wies die Anregung durch Galloping an Rohrbündeln mit starren Rohren nach, indem er zur Simulation einer Schwingung das Versetzungsverhältnis der Rohre geringfügig änderte und so eine Schiefanströmung des Bündels erreichte. Diese Anordnung stellt eine Momentaufnahme des schwin-



genden Bündels dar. Die sich hierbei ausbildende stationäre Strömung weicht von der an tatsächlich schwingenden Rohren ab. Die Übertragungsmöglichkeit der Versuchsergebnisse auf schwingende Rohre muß also erst nachgewiesen werden. Es ergibt sich daher die Notwendigkeit, die Anregungsmechanismen an schwingenden Rohren im Rohrbündel durch Messung festzustellen. Eine Berechnung ist aufgrund der komplexen Strömungsverhältnisse mit zufällig sich ändernden Parametern nicht möglich.

Die an den Rohren angreifenden schwingungserregenden Kräfte können bei starrer Lagerung nur aus dem Fluid entstehen. Es werden daher in der vorliegenden Arbeit die instationären Drücke um ein Rohr gemessen. Aus ihnen werden die resultierenden Kräfte analog berechnet und auf Magnetband aufgezeichnet. Hierfür wurde ein neuartiges Meßverfahren entwickelt. Mit ihm können gleichzeitig statische und dynamische Drücke an zwölf Umfangsstellen eines Rohres gemessen und den Rohrauslenkungen und Kräften zugeordnet werden. Die Rohre wurden federnd weich aufgehängt. Eine Transformation der Versuchsbedingungen auf reale Wärmeaustauscher ist möglich.

Das Meßverfahren wird am querangeströmten Einzelzylinder getestet, da hier die Strömungsverhältnisse und Anregungsmechanismen gut bekannt sind.

Die Gleich- und Wechseldruckanteile werden aus Parallelaufzeichnungen gewonnen und in kartesischen und Polarkoordinaten dargestellt. Letztere haben sich als besonders anschaulich herausgestellt. An der sich ändernden Druckverteilung während einer Schwingungsperiode sind die Strömungskräfte nach Größe und Richtung zu erkennen. Phasenmessungen zwischen Kräften und Schwingwegen erklären Ein- und Ausschwingvorgänge. Die Frequenzen der mit einem Hitzdraht gemessenen Wirbelablösungen werden mit den Frequenzen der Druckänderungen am Zylinder verglichen.

Unter gleichen Bedingungen wie beim Einzelzylinder werden anschließend Messungen in den ersten und zweiten Rohrreihen von vier fluchtenden Bündeln unterschiedlicher quadratischer Rohrachsteilungen durchgeführt. Die zeitlich parallel aufgezeichneten Druck-, Schwingweg- und Kraftsignale sowie deren Analysen geben einen Einblick in das Geschehen bei Queranströmung schwingender Rohre. Es werden Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten angegeben und als Funktion der Reynoldszahl und der Rohrreihenanzahl dargestellt. Vergleichende Betrachtungen der Kräfte mit den statischen

Rohrverschiebungen und Schwingwegen lassen Rückschlüsse auf die Anregungsmechanismen zu. Die Darstellung der Druckkoeffizienten in Polarkoordinaten zeigt den Einfluß der Rohrachsteilung auf die Druckverteilung. Die am Einzelzylinder studierten Phasenbeziehungen zwischen Kraft und Schwingweg geben wertvolle Hinweise auf die Galloping-Erregung in fluchtenden Rohrbündeln.

Die Versuche werden in einem Freistrah-Windkanal mit Luft von Umgebungszustand bei Reynoldszahlen zwischen  $10^4$  und  $10^5$  durchgeführt.



## 2. BESCHREIBUNG DER ANREGUNGSMECHANISMEN

### 2.1 Wirbelerregung

Der in der Literatur am meisten behandelte Anregungsmechanismus ist die Wirbelerregung. Bei Queranströmung eines Rohres wird auf dessen Vorderseite die Strömung beschleunigt und im Heck wieder verzögert. Aufgrund von Reibung an der Oberfläche wird ihr jedoch Energie entzogen. Dadurch wird der Druckaufbau im Heck des Rohres behindert, so daß es zur Rückströmung, wechselseitiger Ablösung der Grenzschicht von der Wand und Einrollen zu Wirbeln kommt, die mit der Strömung abschwimmen. Beim Einrollen der Wirbel wird an dieser Zylinder-Seite die Strömungsgeschwindigkeit relativ zur anderen Seite erhöht, so daß eine Quertriebskraft nach außen entsteht (vergl. DRESCHER /22/). Da die Ursache der Querkraftentstehung in der Bildung der Wirbel liegt, wechselt sie ihre Richtung mit gleicher Frequenz wie die der Ablösung. Diese vom Zylinder selbst geschaffene Wechselkraft verläuft zeitlich harmonisch und ist somit in der Lage, den elastischen Zylinder zu Schwingungen anzuregen.

Der Zylinder verhält sich wie ein fremderregtes System, das bei Gleichheit von Eigen- und Anregungsfrequenz Resonanzerscheinungen zeigt. Die Erregung durch Wirbel ist vom Einzelrohr her gut bekannt. Sie ist aber auch in Rohrbündeln möglich, wenn die Nachbarrohre die Bildung der Wirbel zulassen. Bei der Berechnung der Schwingungen ist daher ein harmonischer Störgliedansatz in die Differentialgleichung einzufügen.

### 2.2 Buffeting - Resonant Buffeting

Der Begriff Buffeting ist von Flugzeugen her bekannt. Die vom Tragflügel erzeugten turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen haben breitbandigen Frequenzcharakter. Bei deren Auftreffen auf das Leitwerk wird dieses dadurch zu Schwingungen angeregt (schütteln). Dabei antwortet das schwingungsfähige System (Leitwerk, Rohr) als mechanisches Filter auf die Turbulenz, indem es die in der Nähe seiner Eigenfrequenzen liegenden zufälligen Eingangssignale gemäß der Vergrößerungsfunktion verstärkt.

Gleiche Phänomene werden an querangeströmten Rohren beobachtet. Die Rohre antworten auf die Turbulenz mit Schwingungen in ihren Eigenfrequenzen mit stochastisch sich ändernder Amplitude. Da in turbulent strömenden Medien immer stochastische Schwankungen enthalten sind, werden Bauteile wie Rohre stets statistisch durch Buffeting erregt. Ein typisches Merkmal turbulenz-erregter Schwingungen ist nach FUNG /27/ das entsprechend den stationären Strömungskräften nahezu quadratische Ansteigen der Amplitude mit der Strömungsgeschwindigkeit.

Befindet sich ein Zylinder im Nachlauf eines anderen, von dem periodisch Wirbel ablösen, so erhält er als Erregung ein turbulentes Eingangssignal mit statistischer Energieverteilung und ein diesem überlagertes schmalbandiges Signal durch periodische Geschwindigkeitsschwankungen. Die von der Turbulenz des vorderen Zylinders erzeugte Schwingungsamplitude wird gemäß der Vergrößerungsfunktion verstärkt, wenn die Frequenz der von der Wirbelablösung herrührenden Schwankungen mit einer Eigenfrequenz des Zylinders übereinstimmt, auch wenn von diesem selbst keine Wirbel ablösen. Entsprechend der harmonischen Fremderregung fällt bei Überschreiten der Resonanz die Amplitude wieder stark ab (Resonant-Buffeting).

### 2.3 Galloping

Die Schwingungsanregung durch Galloping war lange Zeit nur von eckigen Profilen mit definierter Abreißkante oder elliptischen Profilen bekannt. Praktische Beispiele stellen die Schwingungsanregung von Brücken und Kabeln mit Eisansatz dar. Wird ein Rechteckprofil gerade angeblasen, so ist die Druckverteilung auf der Ober- und Unterseite gleich und der Körper in Ruhe. Erfährt er eine zufällige Schwingungsauslenkung, so addieren sich Anström- und Schwinggeschwindigkeit vektoriell zu einer relativen Schiefanströmung. Es entsteht ein solches Druckungleichgewicht, daß die daraus resultierende Kraft in Phase mit der Schwinggeschwindigkeit ist und positive Arbeit am System geleistet wird (Bild 1). Reicht die derart zugeführte Energie aus, um die durch Dämpfung abgeführte Energie auszugleichen, so werden Schwingungen mit Amplituden angefacht, die weit über denen durch Wirbel erzeugte liegen.

Die aus der Literatur (FÖRSCHING /25/) bekannten Gleichungen führen zu der Stabilitätsbedingung, ab der mit Galloping-Erregung zu rechnen ist:

$$K = \left. \frac{dC_y}{d\gamma} \right|_{\gamma \rightarrow 0} < 0 \quad (2.1)$$

Darin bedeutet  $C_y$  den dynamischen Querkraftkoeffizienten und  $\gamma$  den Winkel zwischen der relativen und der ungestörten Anströmung. Betrachtet man ein Einzelrohr, so entsteht aufgrund der Rotationssymmetrie auch bei Schräganströmung ein symmetrisches Druckbild. Befestigt man jedoch nach GROSS /33/ eine Zylinderreihe so, daß sie schräg angeströmt wird, dann verursacht die somit abgelenkte Strömung ein Druckungleichgewicht, besonders auf die hinteren Zylinder. Dieser Zustand entsteht, wenn in einem fluchtenden Rohrbündel ein Rohr der 2. Rohrreihe durch Schwingung ausgelenkt wird (Bild 1). Durch den entstehenden Druckunterschied wird eine Kraft ähnlich der an eckigen Profilen erzeugt, die in Richtung der Schwinggeschwindigkeit  $\dot{y}$  weist und Arbeit am System leistet. Damit ist auch in Rohrbündeln eine Anregung durch Galloping denkbar.

GROSS leitet aus der oben erwähnten Stabilitätsbedingung eine Gleichung für die kritische Galloping-Geschwindigkeit  $u_{krit}$  her.

$$u_{krit} = - \frac{2 \cdot \beta}{\rho \cdot D \cdot L \cdot K} \quad (2.2)$$

Mit  $\beta = 2 \cdot \Lambda \cdot f_0 \cdot m / L \quad (2.2a)$

führt CHEN /18/ Gleichung 2.2 in die dimensionslose Stabilitätsgleichung

$$\frac{u_{krit}}{f_0 \cdot D} = \frac{4}{K} \frac{m/L \cdot \Lambda}{\rho \cdot D^2} \quad (2.3)$$

über. Diese unterscheidet sich von der von CONNORS /21/ für eine Rohrreihe aufgestellten Gleichung lediglich um einen konstanten Faktor und den Exponenten.

$$\frac{u_{krit}}{f_0 \cdot D} = K^* \left( \frac{m/L \cdot \Lambda}{\rho \cdot D^2} \right)^{1/2} \quad (2.3a)$$



Bei Kenntnis der durch Versuch ermittelten Konstanten  $K$  und der Rohrparameter ist die kritische Geschwindigkeit für den Schwingungseinsatz durch Galloping in dem betrachteten Fluid berechenbar. Die anregende Kraft wächst als schwinggeschwindigkeitsabhängige Größe mit zunehmender Amplitude von einem infinitesimalen Wert aus an (siehe Gleichung 2.1 und Bild 1).

## 2.4 Fluidelastische Kopplung

Ein aus seiner Mittellage heraus bewegtes Rohr eines Bündels bewirkt eine Veränderung der Strömungsverhältnisse und damit ein Kräfteungleichgewicht der Nachbarrohre. Sind diese elastisch, so reagieren sie ihrerseits mit einer Verschiebung.

Ein schwingendes Rohr verändert im Takte seiner Eigenfrequenz die Strömungsbedingungen der Nachbarrohre und regt sie dadurch zu Schwingungen an. Deren Schwingungen wirken jedoch wieder zurück auf das anregende Rohr, so daß eine gegenseitige Kopplung über das Fluid entsteht. Schwingt ein Rohr in einem nichtdurchströmten Bündel, z.B. nach Anzupfen, so bewirken die entstehenden Druckschwankungen keine wesentliche Anregung der Nachbarrohre. Hieraus wird ersichtlich, daß erst bei Strömung ein Druckungleichgewicht und damit eine Kopplung zwischen den Rohren erzeugt wird. Die Rohre werden fremderregt und da sie meistens die gleiche Eigenfrequenz besitzen, pflanzt sich die Kopplung im ganzen Rohrbündel fort. Dabei ist zwischen erregendem und erregtem Rohr nicht mehr zu unterscheiden.

Charakteristisch für die Anregung durch fluidelastische Kopplung ist das gleichzeitige Auftreten von Schwingungen in zwei Richtungen, so daß die Rohre auf ihrem Weg eine schräg liegende Ellipse beschreiben. Dabei wechselt die Lage der Ellipse von Rohr zu Rohr ab. Diese Zusammenhänge wurden erstmals von LIVESEY und DYE /48/ und später von CONNORS /21/ beschrieben.

So wie bei der Anregung durch Galloping, ist eine fluidelastische Kopplung erst dann möglich, wenn eine Anfangsbewegung der Rohre z.B. durch Buffeting oder Wirbelablösung vorhanden ist, da sonst keine Druckschwankungen auf die Nachbarrohre übertragen werden. Da die Kopplung das Fluid benötigt, ist eine Abhängigkeit dieser Erregung von der Art des Fluids (Luft, Helium) und dessen Systemdruck ( $p_{st}$ ) offensichtlich (vgl. FRANKLIN et al. /26/).

Bei größeren Strömungsgeschwindigkeiten tritt in einer einzelnen Rohrreihe oder in der letzten Reihe eines Bündels ein Anregungsmechanismus auf, der als "jet switch" bezeichnet wird. Er entsteht nach ROBERTS /53/ durch in Strömungsrichtung um  $180^\circ$  phasenverschoben schwingende Rohre. Der hierbei gebildete Strahlzusammenschluß verändert im Takt der Schwingung die Widerstände der Rohre und wirkt somit schwingungsanregend. Dieser Mechanismus wird hier wegen seiner Sonderstellung nicht weiter behandelt.

### 3. LITERATURÜBERSICHT

Die ersten Aufzeichnungen von Wirbelablösungen an durchströmten Kanälen und um Platten sind schon von LEONARDO DA VINCI (siehe BUBLITZ /12/) bekannt. Die Bemühungen späterer Forschungen konzentrierten sich zunächst auf Messungen und Rechnungen am querangeströmten Einzelrohr und lassen sich grob in Widerstandsbestimmung und Nachlaufuntersuchungen aufteilen. Die Schwierigkeit der Trennung der zugehörigen Kenngrößen zeigt jedoch schon eine Arbeit von TH. VON KARMAN und H. RUBACH /44/. Sie stellten zur Bestimmung des Widerstandes (drag) Stabilitätsberechnungen an der sich unter speziellen Bedingungen bildenden Wirbelstraße an. Der Widerstand wird in Abhängigkeit von der Re-Zahl in einen unterkritischen Bereich bis  $Re = 2 \times 10^5$ , einen kritischen zwischen  $2 \times 10^5 \leq Re \leq 3,5 \times 10^6$ , bei dem der Widerstandsbeiwert wesentlich geringer wird und in einen transkritischen Bereich mit  $Re > 3,5 \times 10^6$  eingeteilt. Den Verlauf haben u.a. FÖRSCHING /25/ und BUBLITZ /12/ mitgeteilt.

Den Einfluß des Heckdruckes auf den Widerstand beschreibt ROSHKO /55/, während GRIFFIN /32/ auf den Zusammenhang zwischen Nachlaufbreite, Wirbelfrequenz und Widerstand hinweist. Durch Anbringen einer "Splitterplatte" im Heck eines Zylinders gelang es ROSHKO /55/, den Widerstand bei Re-Zahlen bis  $2,4 \times 10^4$  zu senken. In einer weiteren Arbeit untersuchte ROSHKO /54/ durch Anbringen einer Splitterplatte den Widerstand, die Druckverteilung und die Strouhalzahl im überkritischen Bereich bei  $Re > 3,5 \times 10^6$ . Hier war der Einfluß der Splitterplatte auf die Wirbelbildung und die Widerstandssenkung jedoch nicht so groß wie im unterkritischen Bereich.

Die Auswirkung der Oberflächenrauigkeit auf den Widerstandsbeiwert eines Einzelzylinders wurde von ACHENBACH /1/ in Abhängigkeit von der Re-Zahl getestet. Dabei stellte er fest, daß die Oberflächenreibung klein im Vergleich zum Gesamtwiderstand ist. JONES, CINCOTTA und WALKER /43/ fanden keinen wesentlichen Einfluß von Schwingungsamplituden auf den Widerstand, während GRIFFIN /32/ eine Verbreiterung des Nachlaufs bei Schwingung in Resonanz feststellte.

Viele Arbeiten befassen sich mit der Wirbelablösung, die schon früh durch VON STROUHAL /62/ quantitativ durch Tonhöhenmessung erfaßt wurde. Er stellte einen linearen Zusammenhang zu der Anströmgeschwindigkeit fest. Nach ihm wurde das dimensionslose Verhältnis von Wirbelablösefrequenz, Durchmesser und Anströmgeschwindigkeit also Strouhal-Zahl bezeichnet (vgl. Gl. 7.39). Für den Bereich  $Re = 10^4$  bis  $10^5$  ist eine Strouhal-Zahl von etwa 0,2 gültig. Über einen größeren Re-Zahl-Bereich gesehen, ist die dimensionslose Strouhal-Zahl jedoch nicht konstant. Dem Verlauf dieses Zusammenhanges (vgl. FÖRSCHING /25/) widmeten sich viele Autoren. Die Bestimmung im kritischen Bereich zeigte sich durch nicht regelmäßige Wirbelablösungen als sehr schwierig, während im überkritischen Bereich wieder eine Strouhal-Zahl von etwa 0,3 z.B. von ROSHKO /54/ festgestellt werden konnte. Für Körper verschiedener Geometrien untersuchte ROSHKO /55/ die Wirbelablösung in Verbindung mit der Nachlaufbreite. Er konnte für  $10^4 \leq Re \leq 4,4 \times 10^4$  eine universelle Strouhal-Zahl  $S^* \approx 0,16$  angeben.

Eine Schrägablösung der Wirbel zur Rohrachse beobachteten BERGER /7/ und JONES et al. /43/. Schwingt das Rohr bei Anströmung, so ergibt sich eine relative Schiefanströmung, was zu einer Verschiebung des Ablösewinkels führt. Hierzu gibt CHEN /17/ Winkelbereiche an.

Die Wirbelablösungen können die zwischen den Wänden des Wärmetauschers eingeschlossene Gassäule zu Schwingungen anfangen. Die sich bildenden stehenden Wellen können einen Heulton erzeugen, der zwischen den Rohren einen Schalldruck von mehr als 150 dB erreicht. Mit der Schallerzeugung befaßten sich u.a. HEINECKE /37/ und GROTZ und ARNOLD /34/. Ebenfalls in Hinsicht auf akustische Anregungen maßen FITZPATRICK und DONALDSON /24/ die instationären Drücke an einer Umfangsstelle bis zur 23. Rohrreihe. Für die statischen Drücke benutzten sie elektronische Drucksonden und für die dynamischen Drücke Mikrofone. Die Anregung durch Schall wird in der vorliegenden Arbeit nicht weiter behandelt.

Die in der vorliegenden Arbeit angewendete Parallelaufzeichnung von Signalen wurde ähnlich schon bei Messungen am Einzelrohr von KATINAS et al. /45/ für Schwingungsamplituden und Hitzdrahtmessungen hinter dem Rohr benutzt. TOEBES /66/ zeichnete die Signale mehrerer Hitzdrahtsonden an verschiedenen Stellen in der Strömung um ein Rohr parallel auf Band auf, um sie anschließend ausschreiben und analysieren zu können. Dabei konnten die Zeitverläufe



bei ruhendem und schwingendem Zylinder studiert werden. Mit einem elektrochemischen Meßverfahren konnten TOURNIER und PY /67/ die Geschwindigkeitsschwankungen in drei Raumrichtungen an verschiedenen Umfangsstellen eines Rohres bestimmen. Sie werteten ihre Signale mit einem Analog-Rechner im on-line-Betrieb aus.

Die in der vorliegenden Arbeit besonders interessierende Druckverteilung um Rohre wurde schon 1934 von SCHWABE /58/ durch Umrechnung aus Geschwindigkeitsmessungen am Einzelrohr gewonnen. Die früheren Arbeiten beschränkten sich auf statische Messungen, da diese ohne großen Meßaufwand mit Schläuchen und U-Rohr-Manometern durchzuführen waren. Eine Ausnahme bildete DRESCHER /22/, der auch die instationären Drücke im Wasserversuch bestimmte und die Druckverteilung über dem Umfang eines Rohres aus den Zeitverläufen für verschiedene Zeitpunkte darstellte. Durch graphische Integration der Kurven erhielt er die Auftriebs- und Widerstandskräfte. Diese zeichnete er in die kinematographisch gewonnenen Wirbelablösungsbilder ein und konnte damit einen Zusammenhang zwischen ihnen herstellen. Die beschriebene Technik wurde in dieser Arbeit mit moderneren Hilfsmitteln wieder aufgegriffen.

MC. GREGOR /30/ benutzte Kondensator-Mikrofone für die instationäre Druckmessung am Umfang eines Einzelrohres und ordnete die gefundenen Druck-Zeit-Verläufe in Polarkoordinaten an. Durch graphische Integration erhielt er so die Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte. Die Korrelationskoeffizienten zwischen zwei Orten in Längsrichtung des Rohres bei  $90^0$  und  $180^0$  Umfangswinkel konnte PRENDERGAST /52/ ebenfalls mit Mikrofonen bei  $2,52 \times 10^4 \leq Re \leq 1,24 \times 10^5$  ermitteln. Er erhielt einen minimalen Korrelationswert von 0,2.

Kombinierte Messungen mit Wasserrohr-Manometern für statische Drücke und Differenzdruckaufnehmern für dynamische Drücke wurden von BATHAM /5/ für den kritischen Bereich durchgeführt. Für eine on-line-Berechnung der Varianz stand ein Analog-Computer mit drei Eingängen zur Verfügung. Auf einem 14-Spur Bandgerät konnten analoge Signale gespeichert und anschließend für digitale Korrelationsberechnungen benutzt werden. Die Darstellung der Ergebnisse in kartesischen Koordinaten zeigt Druck- und Korrelationskoeffizienten in radialer und axialer Erstreckung des Rohres. Diese Darstellungsart ist jedoch recht unglücklich gewählt und trägt wenig zum leichten Verständnis der komplexen Verhältnisse bei der Querumströmung eines Zylinders bei.

Für die Schwingungsberechnung mit der beim Einzelrohr dominierenden Anregung durch Wirbelablösung ist die quantitative Kenntnis der am Rohr angreifenden Auftriebskräfte (Lift) notwendig. Durch eine rotierende Masse brachten BISHOP und HASSAN /8/ ein Einzelrohr zum Schwingen und konnten so die Auftriebskraft aus der Gesamtkraft und der Trägheitskraft bestimmen. Sie beobachteten starke Phasenverschiebungen zwischen Kraft und Weg bei Resonanz, wie sie vom fremderregten Schwinger her bekannt sind. Im Synchronisationsbereich traten reine Sinusschwingungen auf, während sonst komplexere Formen zu sehen waren. STAUBLI /61/ stellte außerhalb der Resonanz Phasenverschiebungen von  $180^\circ$  fest. FUNG /27/ eliminierte die Trägheitskräfte durch eine bewegliche Masse und maß einen Auftriebskoeffizienten  $C_L' > 0,3$  für den kritischen Bereich, während im unterkritischen Bereich die Werte üblicherweise zwischen 0,45 und 0,9 schwanken. Eine Zusammenstellung von Auftriebskoeffizienten bei Re-Zahlen bis  $10^7$  gibt CHEN /16/ an, in der ebenfalls eine große Streubreite zu erkennen ist. JONES, CINCOTTA und WALKER /43/ haben die Auftriebskräfte analysiert, indem sie Autokorrelationsfunktionen, spektrale Leistungsdichten und Wahrscheinlichkeitsdichten von ihnen anfertigten. Vom Absinken der Liftkoeffizienten bei zunehmendem Turbulenzgrad berichtet SAVKAR /57/.

Mit Stabilitätsfragen beschäftigte sich SCRUTON /59/, der die Instabilitätsbereiche für Wirbel- und Galloping-Anregung in einem Diagramm darstellte. Zur aerodynamischen Dämpfung brachte er Wendel an einem Rohr an, die eine weite Anwendung, besonders an Stahlkaminen, gefunden haben.

Mit der besonderen Anregung von zylindrischen Bauwerken, wie Türmen und Schornsteinen durch natürlichen Wind haben sich viele Autoren befaßt. Es sollen daher stellvertretend nur zwei genannt werden (RUSCHEWEYH /56/, HÖLZEL /41/).

Die Strömung durch eine und zwei versetzte Rohrreihen untersuchte 1962 ROBERTS /53/ und beobachtete, daß benachbarte Rohre in Strömungsrichtung  $180^\circ$  phasenverschoben schwangen. So entstand ein Strahlzusammenschluß (jet-pairing), der die Widerstände plötzlich wechselweise veränderte und die Rohre so zur Schwingung anregte (jet-switch). 1965 führte BRADSHAW /11/ Rauchversuche an einer Rohrreihe durch und konnte damit den Strahlzusammenschluß sichtbar machen. Durch ähnliche Strömungsanfärbungen zeigte HEINECKE /37/ im Wasserkanal die paarweise Wirbelbildung hinter einer Rohrreihe

bei  $Re = 300$  und einer Teilung von  $t = 2,61 \times D$ . Mit gleichen Mitteln beobachtete er die Strömung in einem 5-reihigen versetzten Rohrbündel.

Umfangreiche Untersuchungen über die statischen Umfangsdrücke zweier hintereinanderliegender Rohre gleichen und ungleichen Durchmessers bei Schräganströmung veröffentlichte SUZUKI /63/. Man erkennt die schon bei kleinen Anströmwinkeln entstehende, stark unsymmetrische Druckverteilung, besonders an dem hinteren Rohr. Die Darstellung in Polar-Koordinaten gibt ein anschauliches Bild von den Druckunsymmetrien und den daraus resultierenden Kräften. Ähnliche Beobachtungen machte auch HEINECKE /39/ an einem fluchtenden Rohrbündel, indem er die 2. Rohrreihe gegenüber der ersten um  $\pm 0,3$  mm verschob und ein Umklappen der Druckverteilung um ein Rohr der 2. Reihe feststellte.

DYE /23/ beobachtete an einer Rohrreihe, daß die Ablösung der Wirbel in "Phase" und in "Gegenphase" vorkommen.

1968 untersuchten ANDRITZKY und GREGORIG /3/ das Stabilitätsverhalten einer aus drei Rohren bestehenden Reihe und konnten, ohne Angabe von Erregungsmechanismen, einen schwingungsgefährdeten Bereich angeben. Zum gleichen Zwecke ließen sie ein Rohr um ein anderes kreisen und bestimmten so die instabilen Konfigurationen. Ähnliche Versuche führten KÖNIG und GREGORIG /46/ am versetzten Rohrbündel durch. Sie fanden neben einem schmalen Instabilitätsbereich einen bei zunehmender  $Re$ -Zahl steil ansteigenden Amplitudenverlauf, der sich erst bei fast doppelter Geschwindigkeit wieder erniedrigte. Für ein fluchtendes Rohrbündel wurde ein ähnliches Verhalten von CLASEN und GREGORIG /19/ beobachtet. Den Einfluß Coulombscher Reibung auf den Instabilitätsbereich ermittelte CLASEN /20/ in einer anschließenden Arbeit. Er fand, daß der kritische  $Re$ -Zahl-Bereich bei steigender Reibung kleiner wurde.

Mit der Stabilität einer Rohrreihe befaßte sich vor allem CONNORS /21/, der die elliptischen Schwingbewegungen quasi-statisch nachahmte und für die gefundene "Whirling-Instabilität" ein Stabilitätsdiagramm aufstellte. Die Bestimmung der in seiner Stabilitätsgleichung enthaltenen Konstante war Anlaß für mehrere Arbeiten, z.B. von CHEN /18/ und GIBERT /28/, da die Gleichung auch auf Rohrbündel anzuwenden war. Um Aussagen über die Konstante machen zu können, rechneten PETTIGREW und GORMAN /51/ zahlreiche Rohrbündel

nach und fanden einen mittleren Wert von 3,3.

Die Schwingungserregung durch Buffeting untersuchte OWEN /50/ in einem versetzten Bündel. Sie ist jedoch nicht von so großem Interesse, da die entstehenden Schwingungsamplituden nicht die Ausmaße wie bei den Instabilitäten annehmen. BLEVINS /10/ berechnete die Rohrantworten auf Buffeting-Erregung in versetzten und fluchtenden Bündeln und fand eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit eigenen Versuchen.

Mehrfachmessungen von Kraft, Druck und Geschwindigkeiten führte BAI /4/ durch, beschränkte sich jedoch in seinen Aussagen auf die Hitzdrahtmessungen. ZDRAVKOVICH /69/ veröffentlichte 1978 Druckmessungen bei  $90^\circ$  und  $180^\circ$  der ersten und  $0^\circ$  Umfangswinkel in der 2. Rohrreihe eines versetzten Bündels. Er stellte allerdings nur die statischen Druckverteilungen dar und beschränkte sich bei den dynamischen Messungen auf Frequenzanalysen.

In Bezug auf Rohrschwingungen gilt das fluchtende Bündel als besonders gefährdet. Die Rohre hinter der ersten Reihe werden von stark turbulenten Totwassergebieten umgeben (TURNER, EASTOP /68/), während an ihren engsten Strömungsquerschnitten die maximale Geschwindigkeit vorherrscht. Strömungsbilder einer solchen Anordnung werden auch von ZHUKAUSKAS und ULINSKAS /71/ angegeben. HEINECKE /38/ und CLASEN und GREGORIG /19/ fanden ein unsymmetrisches Strömungsprofil mit einem Minimum etwa in Kanalmitte ("Strömungsloch") hinter der letzten Reihe eines fluchtenden Bündels.

CHEN /15/ gab 1971 eigene Werte für Auftriebskoeffizienten in fluchtenden und versetzten Bündeln an und stellte 1972 /16/ Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte verschiedener Autoren gegenüber. Mit der Instabilität in fluchtenden Anordnungen bei Re-Zahlen zwischen  $10^4$  und  $10^5$  befaßten sich ZDRAVKOVICH und SOUTHWORTH /70/, indem sie den Einfluß der Turbulenz untersuchten und herausfanden, daß höhere Turbulenz die Instabilitätsgrenze zu höheren Re-Zahlen verschob und die Schwingungsamplituden verminderte. Dieser Effekt soll die Strömungsverhältnisse weiter stromabwärts liegender Rohrreihen simulieren.



Durch quasi-statische Tests und Stabilitätsbetrachtungen bestimmte GROSS /33/ 1975 die kritischen Geschwindigkeiten für Galloping-Erregung in fluchtenden und versetzten Rohrbündeln. Dazu ermittelte er für die ersten drei Rohrreihen durch Versuch eine Galloping-Konstante und konnte damit die jeweils kritische Reihe in Abhängigkeit von der Rohrteilung und Geometrie bestimmen. Zur Verminderung der Schwingungsanfälligkeit gab er eine Erhöhung der Vorturbulenz und Verstimmung der Rohreigenfrequenzen an. Gute Ergebnisse erzielte HEINECKE /40/, indem er einen "Stolperdraht" auf die Rohre lötete. Eine zusammenfassende Darstellung der Probleme durch strömungsinduzierte Schwingungen wird von BLEVINS /9/ gegeben.

Als Fazit der bisher aus der Literatur bekannten Arbeiten kann gesagt werden, daß die Strömungs- und Schwingungsverhältnisse am Einzelrohr gut verstanden werden. Bei Rohrbündeln ist besonders die fluchtende Anordnung der Rohre und darin die ersten Rohrreihen als schwingungsanfällig bekannt. Die von der Rohrteilung abhängigen Anregungsmechanismen für Rohrschwingungen werden nur teilweise verstanden. Die vom Einzelrohr auf das Bündel übertragene Wirbelerregung kann nicht in allen Fällen der Anregungsmechanismus sein. Die von CONNORS /21/ und GROSS /33/ beschriebenen Stabilitätsbedingungen stellen schon eine bessere Beschreibung der Schwingungsanfachung dar, besonders die durch Galloping. Allerdings sind die von CONNORS an einer Rohrreihe durchgeführten Ergebnisse nur bedingt auf ein Bündel übertragbar. Auch die von GROSS an ruhenden Rohren gefundene Galloping-Instabilität muß nicht für schwingende Rohre Gültigkeit haben.

Es sind daher dynamische Versuche an schwingenden Rohren in fluchtenden Bündeln notwendig, um die Mechanismen zu bestätigen oder zu verwerfen (vergl. TANAKA et al. /64/). Die aus den Versuchen zu entnehmenden Anregungskräfte können darüber hinaus zur Schwingungsberechnung herangezogen werden.

#### 4. FORMESENTWICKLUNG ZUR ANALOGEN BERECHNUNG DER RESULTIERENDEN DRUCKKRÄFTE AUS DEN UMFANGSDRÜCKEN

Bei steigender Anströmgeschwindigkeit werden die Rohre zu Schwingungen mit schwankenden Amplituden angeregt und schaukeln sich unter bestimmten Bedingungen zu großen Amplitude auf. Die hierzu notwendige Kraft in Verbindung mit den Rohrschwingungen und der Druckverteilung um das schwingende Rohr ergeben, parallel aufgezeichnet, ein Bild von dem schnell ablaufenden Geschehen am Rohr. Hieraus ist es dann möglich Rückschlüsse auf die Ursachen für die Anregung und die entstehenden Kräfte zu ziehen.

Die Auswahl von möglichst parallel schwingenden, federnd weich aufgehängten Rohren mit ruhenden Widerlagern stellt eine Vereinfachung der Verhältnisse in realen Wärmetauschern dar. Sie erscheint jedoch zum Studium der Anregungen als gerechtfertigt und notwendig. Eine Transformation auf reelle Wärmetauscher mit komplexen Schwingungen ist möglich.

Da es sich bei den Rohrschwingungen um eine erzwungene Schwingung handelt, muß für den Einschwingvorgang eine antreibende Kraft vorhanden sein. Bei ruhender, massiver Ausführung der Rohrwiderlager kann aber eine die Schwingung anfachende Kraft nur aus der Strömung herrühren (Krafterregung). Die einzige Kraft, welche die Strömung jedoch auf das Rohr ausüben kann, ist lediglich aus der gesamten Druckverteilung um das Rohr resultierend denkbar, wenn von geringen Reibungskräften an der Rohroberfläche abgesehen wird. Dieses bedeutet, daß die Druckverteilung die Rohrschwingungen steuert.

Bis hierhin ist die Kenntnis des Anregungsmechanismus für die Erklärung der Rohrschwingungen noch keine Voraussetzung. Um mehr über diesen Anregungsmechanismus kennenzulernen, dienen die in dieser Arbeit durchgeführten dynamischen Versuche. Insbesondere wenn beabsichtigt ist, die Schwingungen von zylindrischen Bauwerken mit fluiddynamischen Mitteln zu mindern, ist die Kenntnis der Druckkraftverteilung über der Oberfläche von Bedeutung. Mehrfach bisher durchgeführte Messungen der Auflagerkräfte (z.B. CHEN /14/) geben lediglich den integralen Mittelwert aller angreifenden Teilkräfte wieder.

Es ergibt sich daher die Notwendigkeit, die Druckverteilung um das zur Schwingung neigende Rohr zu jedem Zeitpunkt  $t$  zu messen, um daraus die anregenden Kräfte zu ermitteln. Um die resultierende Druckkraft auf das Rohr aus der Druckverteilung und der Rohroberfläche bestimmen zu können, benötigt man zu jeder beliebigen Zeit den Gesamtdruck  $p$  an jeder Stelle der Rohroberfläche (Bild 2). Aus ihm läßt sich durch Integration über die gesamte Oberfläche  $A$  die resultierende Kraft  $F$  berechnen.

Es ist

$$F = \int_A p(\varphi, z, t) dA \quad (4.4)$$

Mit  $dA = R \cdot d\varphi \cdot dz \quad (4.5)$

wird 
$$F = R \int_0^{2\pi} \int_0^L p(\varphi, z, t) dz \cdot d\varphi \quad (4.6)$$

Diese Möglichkeit scheitert jedoch am apparativen und finanziellen Aufwand, da an jeder infinitesimal kleinen Oberfläche des Rohres der Druck zu jeder beliebigen Zeit  $t$  gemessen werden müßte. In den hier durchgeführten Versuchen wird die instationäre Druckmessung von piezoresistiven Miniatur-Druckmeßsonden übernommen, die es erlauben, statische und dynamische Drücke gleichzeitig zu messen.

Da die Druckabhängigkeit von der  $Z$ -Koordinate hier nicht untersucht werden konnte, beschränken sich die Messungen auf die Druckverteilung in Umfangsrichtung, was zur Zeit  $t$  zu einer Integration des Druckes über den Umfang führt.

$$\frac{F(t)}{R \cdot L} = \int_0^{2\pi} p(\varphi, t) d\varphi \quad (4.7)$$

Bei der obenstehenden Gleichung 4.7 ist zu beachten, daß beim schwingenden Rohr aus der Umfangsdruck-Verteilung nicht direkt auf die anregende Kraft

$F_A$  geschlossen werden kann, da auch ein nicht angeregtes, schwingendes Rohr (z.B. beim Ausschwingen nach Anzupfen) eine instationäre Druckverteilung besitzt. Sie trägt jedoch lediglich zur Dämpfung bei. Dieses wird bei Betrachtung der Bewegungsgleichung für einen erzwungenen Punktmassenschwinger mit Dämpfung deutlich:

$$R_M + R_{FD} + R_{FO} + F_F = F_A + T \quad (4.8)$$

$R_M$	$\hat{=}$	Massendämpfungskraft (Strukturdämpfung, Materialdämpfung)
$R_{FD}$	$\hat{=}$	Fluiddämpfungskraft aufgrund von Druckunterschieden
$R_{FO}$	$\hat{=}$	Fluiddämpfungskraft aufgrund von Oberflächenreibung
$F_F$	$\hat{=}$	Rückstellende Federkraft
$F_A$	$\hat{=}$	Anregende Kraft
$T$	$\hat{=}$	Trägheitskraft

In Gleichung 4.8 werden zwei Größen,  $R_{FD}$  und  $F_A$  als Druckdifferenzen an der Zylinderoberfläche vom Fluid erzeugt und wirken gleichzeitig auf das schwingende Rohr. In der instationären Druckmessung sind also beide Größen gleichzeitig enthalten. Es gilt nachzuweisen, welchen Einfluß die Fluiddämpfung auf die druckerregte Rohrschwingung hat. Bild 3 verdeutlicht noch einmal diesen Zusammenhang (vgl. GREGORIG und ANDRITZKY /31/).

Durch einfache Nachrechnung läßt sich zeigen, daß bei Rohrschwingungen in ruhender Luft mit einer Amplitude von  $y_0 = 1 \text{ mm}$  und einer Frequenz von  $f_0 = 33,3 \text{ Hz}$  der maximal auftretende Staudruck ca.  $0,03 \text{ Pa}$  beträgt und damit unter der Ansprechschwelle der verwendeten Druckaufnehmer liegt. In Vorwegnahme der Versuchsergebnisse kann er also gegenüber den anregenden Drücken vernachlässigt werden. Im Folgenden wird davon ausgegangen, daß die gemessene gleich der anregenden Druckverteilung ist, und somit auf den Index A der anregenden Kraft verzichtet wird.

Wie aus Gleichung 4.7 folgt, kann die auf die Längeneinheit normierte Anregungskraft aus dem Integral der Drücke über den Zylinderumfang berechnet werden. Dieses Integral entspricht der Fläche unter der  $p(\varphi)$  Kurve (Bild 5). Da, wie bereits erwähnt, der Druck nicht an jeder Umfangsstelle  $d\varphi$  gemessen werden kann, läßt sich dieses Integral nur durch eine Diskretisierung



annähern. Im Symmetriequerschnitt des Rohres werden dazu in einer Ebene 12 Drucksonden im Winkelabstand von  $30^\circ$ , gleichmäßig am Umfang verteilt, angebracht.

Der Umfangswinkel wird gemäß Bild 5 vom Staupunkt aus im Uhrzeigersinn gemessen und die Meßstellen entsprechend mit 1 bis 12 fortlaufend bezeichnet. Den 12 Drucksonden entsprechen zur Zeit  $t$  12 Druckmessungen bei den entsprechenden Winkeln. Bild 5 zeigt als Beispiel die vom querangeströmten Einzelzylinder bekannte stationäre Druckverteilung über dem Umfang, von der jedoch nur 12 Punkte als Meßwerte bekannt sind.

Der Zylinderumfang wird derart in  $30^\circ$ -Intervalle aufgeteilt, daß der Meßwert jeweils in der Mitte liegt und im Intervall als konstant angenommen wird. Im  $p - \varphi$ -Diagramm wird damit die Fläche unter der  $p(\varphi)$ -Kurve als Summe der Rechtecke angenähert (Bild 5 und 6).

Mathematisch läßt sich mit den oben genannten Einschränkungen die gesamte am Rohr angreifende Kraft durch die Gleichungen 4.4 bis 4.7 ausdrücken. Betrachtet man lediglich die Auftriebs-( $y$ )-Richtung, so wird von der Kraft nur die Komponente

$$F_y = L \cdot R \int_0^{2\pi} p(\varphi) \cdot \sin \varphi \, d\varphi \quad (4.9)$$

wirksam. Analog gilt für die Widerstands-( $x$ )-Richtung

$$F_x = L \cdot R \int_0^{2\pi} p(\varphi) \cdot \cos \varphi \, d\varphi \quad (4.10)$$

Es ist zu beachten, daß die Drücke und damit auch die Kraftkomponenten zeitlich veränderlich sind. Zu Gunsten der Übersichtlichkeit wird jedoch in den oben stehenden und folgenden Gleichungen auf die Zeitabhängigkeit nicht mehr ausdrücklich hingewiesen.

Diese Integrale lassen sich in Teilintegrale mit den oben genannten Intervallgrenzen zerlegen. Da im Intervall der Druck laut Voraussetzung keine Funktion des Winkels mehr ist, gehen die Gleichungen 4.9 und 4.10 über in

$$F_y = L \cdot R \left[ p_1 \int_{\varphi=345^\circ}^{\varphi=15^\circ} \sin \varphi d\varphi + p_2 \int_{\varphi=15^\circ}^{\varphi=45^\circ} \sin \varphi d\varphi + \dots \right] \quad (4.11)$$

$$F_x = L \cdot R \left[ p_1 \int_{\varphi=345^\circ}^{\varphi=15^\circ} \cos \varphi d\varphi + p_2 \int_{\varphi=15^\circ}^{\varphi=45^\circ} \cos \varphi d\varphi + \dots \right] \quad (4.12)$$

Nach Integration der Gleichungen 4.11 und 4.12 folgt:

$$\frac{F_y}{R \cdot L} = \sum_{i=1}^{12} p_i [\cos(\varphi_i - 15^\circ) - \cos(\varphi_i + 15^\circ)] \quad (4.13)$$

$$\frac{F_x}{R \cdot L} = \sum_{i=1}^{12} p_i [\sin(\varphi_i + 15^\circ) - \sin(\varphi_i - 15^\circ)] \quad (4.14)$$

In den 4 Quadranten sind die Argumente des Sinus bzw. Cosinus an entsprechenden Stellen bis auf das Vorzeichen gleich.

Damit können Drücke entsprechender Winkellagen zusammengefaßt werden (Bild 6). Die Gleichungen 4.13 und 4.14 vereinfachen sich unter Angabe der Funktionswerte zu

$$\frac{F_y}{R \cdot L} = (p_2 + p_6 - p_8 - p_{12}) \cdot 0,259 + (p_3 + p_5 - p_9 - p_{11}) \cdot 0,448 + (p_4 - p_{10}) \cdot 0,518 \quad (4.15)$$

$$\frac{F_x}{R \cdot L} = (p_2 - p_6 - p_8 + p_{12}) \cdot 0,448 + (p_3 - p_5 - p_9 + p_{11}) \cdot 0,259 + (p_1 - p_7) \cdot 0,518 \quad (4.16)$$

Wie aus den letzten beiden Gleichungen zu ersehen ist, wurden die Integrale der Gleichungen 4.9 und 4.10 auf einfache Summenbildungen mit Multiplikation von Gewichtungsfaktoren und nochmaliger Addition der drei Summanden reduziert. Diese einfachen mathematischen Verknüpfungen lassen sich durch Verwendung von Operationsverstärkern leicht auf analogem Wege elektronisch nachbilden (siehe Abschnitt 6.4.3). Dabei hat die analoge Rechentechnik den Vorteil, praktisch ohne Rechenzeiten das Ergebnis zu präsentieren, so daß eine simul-

tane Wiedergabe der Drucksignale und der vom Rechner ausgegebenen Kraftsignale ermöglicht wird. Außerdem ist der Aufbau von Additions- und Multiplikationsstufen verhältnismäßig einfach (siehe Abschnitt 6.4.3.1.). Aus den Kraftkomponenten  $F_y$  und  $F_x$  lassen sich darüber hinaus der Betrag des Kraftvektors  $|F|$  und dessen Angriffswinkel  $\psi$  zur Anströmung berechnen, die dann ebenfalls zeitgleich zur Verfügung stehen.

$$|F| = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} \quad (4.17)$$

$$\psi = \arctan \frac{F_y}{F_x} \quad (4.18)$$

Der Aufbau des Rechners und seine Wirkungsweise wird in Abschnitt 6.4.3 beschrieben.

## 5. THEORETISCHER TEIL

### 5.1 Betrachtungen am gedämpften Punktmassenschwinger bei harmonischer Krafterregung

Betrachtet man das im Versuch modellhaft aufgehängte Rohr nicht als Struktur, sondern als Massenpunkt, so kann man bei Annahme viskoser Dämpfung und harmonischer Krafterregung die einfache Schwingungs-Differentialgleichung

$$\ddot{y} + \frac{\beta}{m} \dot{y} + \frac{c}{m} y = \frac{F_0}{m} \sin \nu t \quad (5.19)$$

anschreiben. Unter der Voraussetzung kleiner Dämpfungen sind die ungedämpfte und die gedämpfte Eigenfrequenz ungefähr gleich groß.

$$\omega_D = \omega_0 \sqrt{1 - \vartheta^2} \approx \omega_0 \quad (5.20)$$

Für den Fall der Resonanz, für den die Gleichheit der Eigen- und Anregungsfrequenz gilt, ergibt sich für den Einschwingvorgang aus der Ruhe ( $y = \dot{y} = 0$ ) mit Gl. 5.20 die Lösung der Gl. 5.19 zu

$$x(t) = \frac{F_0}{\omega_0 \cdot \beta} \sqrt{\left(e^{-\delta t} - 1\right)^2 + \left(\frac{\delta}{\omega_0}\right)^2} \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (5.21)$$

mit dem Phasenverschiebungswinkel  $\alpha$  zwischen Kraft und Schwingweg

$$\alpha = \arctan \frac{\delta}{\omega_0(e^{-\delta t} - 1)} \quad (5.22)$$

Wie aus Gleichung 5.22 zu ersehen ist, beginnt der Einschwingvorgang mit einer Phasenverschiebung von  $\pi/2$ . Sie verändert sich jedoch schnell zu kleinen Werten, bis eine Rest-Phasenverschiebung zur Kompensation der Dämpfungsenergie übrig bleibt.

Wird, wie in Gleichung 5.19 angenommen, viskose Dämpfung vorausgesetzt, so entsteht beim Einschwingen eine Hüllkurve gemäß Gleichung 5.21. Trägt man die auf eine Einheitskraft  $F_0$  bezogene Hüllkurve für verschiedene Dämpfungen  $\vartheta$  über der Zeit  $t$  auf (Bild 4), so erkennt man, daß bei größeren Dämpfungen die Krümmung der Kurve größer ist, also in kürzeren Zeiten die endgültige Amplitude erreicht wird. Weicht die Hüllkurve beim Einschwingvorgang von der berechneten ab, so deutet dies auf eine Dämpfung hin, die als nicht-viskos und von der Schwingungsamplitude abhängig anzusehen ist (vergl. Abschnitt 7.1.3).

### 5.1.1 Schwebungen

Stimmen Eigen- und Anregungsfrequenz nicht exakt überein und unterscheiden sich um einen kleinen Betrag  $2\varepsilon$ , so ergeben sich Schwebungen mit einer Periode  $T = \pi/\varepsilon$  (vergl. TIMOSHENKO /65/). Für kleine Werte von  $\varepsilon$  wird die Schwebungsperiode größer, bis bei  $\varepsilon = 0$  (Resonanz) ein Einschwingvorgang entsteht. Die Phasenverschiebung  $\alpha$  berechnet sich laut TIMOSHENKO für harmonische Erregung zu

$$\alpha = \arctan \frac{\varepsilon}{(\omega - \varepsilon) \tan \varepsilon t} \approx \frac{\varepsilon}{\omega \cdot \tan \varepsilon t} \quad (5.23)$$

Unter der Annahme, daß bei  $t = 0$  gerade ein Schwingungsknoten vorliegt, beträgt die Phasenverschiebung beim Einschwingen genau  $+\pi/2$ , geht sehr schnell gegen kleine Werte, bis bei  $t = \pi/(2 \cdot \varepsilon)$  Null erreicht wird. Sie wird darüber hinaus bei gleichem Kurvenverlauf negativ, bis bei  $t = \pi/\varepsilon$  die Phasenverschiebung im jetzt wieder vorliegenden Schwingungsknoten von  $-\pi/2$  auf  $+\pi/2$  springt (vergl. Bild 30). Zu regelmäßigen Schwebungen kann es nur dann kommen, wenn die Eigen- und Anregungsfrequenzen, also auch deren Differenz, zeitlich invariant sind. Die Schwebungen werden bei den Messungen am Einzelrohr (vergl. Abschnitt 7.4) gut wiedergegeben, jedoch ist die erwähnte zeitliche Invarianz wegen Kopplung von Kraft und Schwingweg nicht gegeben. Die Schwebungen sind dann unregelmäßig.



### 5.1.2 Arbeit bei Phasenverschiebung

Greift an einem schwingungsfähigen System eine harmonisch wechselnde Kraft

$$F = F_0 \cdot \sin \omega t \quad (5.24)$$

an, so wird im allgemeinen das System mit einer um  $\alpha$  phasenverschobenen Schwingung antworten.

$$y = y_0 \cdot \sin (\omega t + \alpha) \quad (5.25)$$

Die am System geleistete Arbeit ist dann von dem Phasenverschiebungswinkel  $\alpha$  abhängig (DEN HARTOG /36/) und ergibt sich zu

$$W = F_0 \cdot y_0 \cdot \pi \cdot \sin \alpha \quad (5.26)$$

Aus Gleichung 5.26 ist zu ersehen, daß die maximale Arbeit am System bei  $\alpha = \pm \pi / 2$  geleistet wird. Aus der Definition, daß die in das System hinein gesteckte Arbeit positiv sein soll, sind in diesem Fall die Phasenverschiebungen positiv, was beim Einschwingvorgang beobachtet werden kann (vergl. Abschnitt 7.4). Beim Ausschwingen und damit bei Energieentzug durch Reibung entstehen dann analog negative Winkel.

## 5.2 Analyse von Zufallsfunktionen

Bei der Messung physikalischer Größen kommen "deterministische" und "stochastische" Funktionen vor. "Deterministische Funktionen" sind solche, bei denen ein Einzelereignis aufgrund exakt mathematisch beschreibbarer Zusammenhänge berechenbar und daher vorhersagbar ist. Sehr oft treten jedoch "Zufalls-" oder "stochastische" Funktionen auf, deren Einzelereignis nicht vorher zu bestimmen ist und die daher nur mit statistischen Methoden beschreibbar sind. Von großem Interesse für die Beschreibung solcher Prozesse sind Mittelwerte der Funktionen. Betrachtet man einen allgemeinen, jedoch statistisch stationären (ergodischen) Funktionsverlauf  $x(t)$  mit statischen (zeitinvarianten) und dynamischen Anteilen, so lassen sich daraus der "integrale Mittelwert" (vergl. BENDAT, PIERSOL /6/)

$$\mu_x = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt \quad (5.27)$$

sowie der "quadratische Mittelwert" des Funktionsverlaufs, die "Varianz"

$$\sigma_x^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T [x(t) - \mu_x]^2 dt \quad (5.28)$$

berechnen. Der positive Wert der Wurzel aus der Varianz ist die "Standard-Abweichung", die in der Technik oft mit RMS-Wert (Root-Mean-Square) bezeichnet wird.

$$\sigma = \sqrt{\sigma^2} = \text{RMS - Wert} \quad (5.29)$$

Wie aus Gleichung 5.30 zu erkennen ist, handelt es sich dabei um einen Mittelwert, der von dem stationären Anteil  $\mu_x$  bereinigt ist (True-RMS). Bei rein harmonischen Signalen entspricht der RMS-Wert dem Effektivwert.

Soll die Abhängigkeit eines zeitlich veränderlichen Funktionswertes zu einer Zeit  $t$  mit einem Wert der gleichen Funktion zu einer späteren Zeit  $(t + \tau)$  bestimmt werden, so beschreibt die "Autokorrelations-Funktion"

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot x(t + \tau) dt \quad (5.30)$$

diesen Zusammenhang. Sie stellt die Produkt-Mittelwerte zweier um  $\tau$  verschobener Funktionswerte dar, die über die Beobachtungszeit  $T$  aufsummiert werden. Verändert man die Verschiebungszeit  $\tau$  von Null an, so erhält man eine von  $\tau$  abhängige Autokorrelations-Funktion. Sie enthält Amplituden- und Frequenzinformationen, jedoch keine Phaseninformation mehr. Bei der Zeitverschiebung  $\tau = 0$  kann man den quadratischen Mittelwert der Funktionsschwankungen ablesen.

$$R_{xx}(\tau = 0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)^2 dt = \sigma^2 \quad (5.31)$$

Die Autokorrelations-Funktion ist eine um  $\tau = 0$  symmetrische Funktion und ist für einige typische Funktionsverläufe z.B. in BENDAT, PIERSOL /6/ zusammengestellt. Wird die Autokorrelations-Funktion mit dem quadratischen Mittelwert normiert,

$$\rho_{xx}(\tau) = \frac{R_{xx}(\tau)}{R_{xx}(\tau=0)} \quad (5.32)$$

so erhält man eine Aussage über die Ähnlichkeit der Funktionswerte bei Zeitverschiebung. Der Funktionsverlauf beginnt dann stets mit + 1, d.h. maximaler Ähnlichkeit und ist bei völliger Unähnlichkeit (z.B. Gauß-verteiltes Rauschen) gleich Null.

Da, wie oben erwähnt, die Autokorrelationsfunktion die Frequenzinformation des Signals  $x(t)$  enthält, führt sie durch Fourier-Transformation auf die "Spektrale-Leistungsdichte" PSD (Power-Spectral-Density).

$$G_x(f) = 2 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(\tau) \cdot e^{-j\omega\tau} d\tau \hat{=} \text{PSD} \quad (5.33)$$

Trägt man die Spektrale-Leistungsdichte über der Frequenz auf, so spricht man von Leistungsspektren (Power Spectra). Sie geben an, wie sich die gesamte in dem Signal  $x(t)$  enthaltene Leistung auf die Frequenzen aufteilt. Folglich gelangt man durch Integration über alle Frequenzen zur Gesamtleistung, die gleich dem quadratischen Mittelwert des Signals ist.

$$\sigma^2 = \int_0^{\infty} G_x(f) df = R_{xx}(\tau=0) \quad (5.34)$$

In der vorliegenden Arbeit wurden die Spektralen-Leistungsdichten PSD lediglich von den um den statischen Signalwert bereinigten Signalschwankungen errechnet und linear über der Frequenz aufgetragen.

## 6. VERSUCHS-AUFBAU

### 6.1 Windkanal

Als Windkanal stand ein Luft-Freistrahlskanal zur Verfügung, dessen Meßstrecke sich am Druckstutzen eines einstufigen Radialgebläses befand. Zwischen der rechteckigen Meßstrecke mit den Abmessungen  $Q/H = 898 \text{ mm}/438 \text{ mm}$  und dem Gebläse wurde die Luft in einem Rohr von 1000 mm Durchmesser durch Siebe und Gleichrichter beruhigt (Bild 7). Bei leerer Teststrecke betrug der maximale Volumenstrom  $10 \text{ m}^3/\text{s}$  und verringerte sich bei eingebauten Testobjekten entsprechend der Gebläsecharakteristik. In die Teststrecke sollten Rohre, angeordnet zu fluchtenden Bündeln mit verschiedenen quadratischen Teilungen, eingebaut werden können. Der Rohraußendurchmesser wurde in Anlehnung an die DIN 28 180 zu 38 mm (ca. 1,5") gewählt. Er war nach unten durch den Einbau von 12 Druckaufnehmern begrenzt. Ein größerer Durchmesser hätte die Anzahl der Rohre in einer Reihe herabgesetzt.

In Strömungsrichtung wurde die Zahl der Rohrreihen auf 5 begrenzt, da die größten Schwingungsanregungen in den ersten Reihen eines Rohrbündel-Wärmetauschers auftreten (vergl. GROSS /33/). Die Rohre wurden horizontal eingebaut. Die Rohrteilungen ergaben sich aus der vorgegebenen Höhe  $H$  der Meßstrecke, in der eine ungerade Zahl  $n$  von Rohren untergebracht werden sollte. Bei Einbau von sieben bzw. neun Rohren in vertikaler Richtung (Rohrreihe) ergaben sich Teilungen von  $1,44 \times D$  bzw.  $1,15 \times D$ . Durch Herausnahme jedes zweiten Rohres konnten darüber hinaus auch die doppelten Teilungen  $2,88 \times D$  mit drei Rohren und  $2,30 \times D$  mit vier Rohren verwirklicht werden. Jede Rohrreihe wurde mit zwei festen Halbrohren zur Wand hin abgeschlossen, um die Randeinflüsse gering zu halten.

Ein wichtiges Kriterium für den Einbau der Rohre in die Meßstrecke war, daß die Rohrwiderlager nicht durch Erschütterungen der Windkanalwände beeinflusst werden konnten. Es mußte daher eine massive Befestigung außerhalb des Kanals gewählt werden. Zu diesem Zwecke wurde ein Gestell aus Stahlprofilen um die Meßstrecke herum gebaut, das auf dem Boden stehend mit einer Betonmasse von 600 kg beschwert wurde (Bild 7). Hierdurch wurde eine große Standfestigkeit auch für den Fall erzielt, daß maximal 45 Rohre gleichzeitig schwingen.

Die in Abschnitt 6.2 näher beschriebenen Rohrfedern konnten mittels Klemmstopfen so an zwei auswechselbaren Stahl-Tragplatten festgeklemmt werden, daß eine definierte scharfkantige Abbiegestelle entstand (Bild 10). Von den Tragplatten wurden zwei Sätze mit je einer 7 x 5 und einer 9 x 5 Teilung (9 Rohre je Reihe, 5 Rohrreihen, vgl. Bild 45) angefertigt. Die Seitenwände des Windkanals waren an den Stellen der Rohrdurchführungen als Acrylglasplatten ausgebildet, die als Amplitudenbegrenzung wirkten und eine Sichtkontrolle der schwingenden Rohre ermöglichten. Die Tragplatte und die Acrylglasplatte mußten beim Wechsel der Rohre einseitig entfernt werden. Die Klemmstopfen waren geschlitzte Einschraubflansche, welche die Rohrfedern beim Festschrauben an die Tragplatten fest und gerade klemmten.

Die Geschwindigkeit der anströmenden Luft wurde mittels eines Prandtl-Staurohres in Verbindung mit einem Betz-Manometer etwa 100 mm unterhalb der oberen Kanalwand gemessen. Der Turbulenzgrad der Strömung im leeren Kanal wurde über den möglichen Geschwindigkeitsbereich zu 1% ermittelt. Das Strömungsprofil der Anströmung war im Meßbereich weitgehend eben. Die Abweichungen betrugen maximal  $\pm 2\%$  vom Mittelwert.

## 6.2 Testrohre

Die Testrohre bestanden aus 897 mm langen Messingrohren, die an jeder Seite mit einem Stahlstopfen verschlossen wurden, in die je ein federndes Stahlrohr eingeschweißt war. Die oft gebräuchliche federnde Aufhängung durch Stahlsaiten (ANDRITZKY und GREGORIG /3/; CONNORS /21/) konnte hier nicht angewendet werden, da die mögliche Torsion keine Druck-Winkel-Zuordnung zuließ. Der Aufbau sollte ein möglichst paralleles Schwingen der Testrohre ermöglichen, jedoch konnte ein zusätzliches Durchbiegen der Messingrohre nicht verhindert werden. Die Rohrmasse betrug einschließlich der Federrohre 940 g. Mit einem Außendurchmesser von 38 mm ergab sich ein Längen- zu Durchmesser Verhältnis von  $L/D = 23,6$ .

Im Innern des Meßrohres wurden 12 Druckaufnehmer so befestigt, daß sie jeweils unter einer Druckbohrung standen. Hierdurch wurden sie mit Rohraußendruck beaufschlagt. Die Druckbohrungen waren in gleichmäßigen Winkelabständen von  $30^\circ$  am Umfang in Rohrmitte angebracht. Es wurde eine dünne Wandstärke der Rohre von 0,5 mm gewählt, um die Kavität vor der Drucksondenmembran wegen Verfälschungen des Signals klein zu halten. Der Durchmesser der Druckbohrung hatte mit 0,5 mm weder einen Einfluß auf die

Strömung um das Rohr, noch einen Einfluß auf die Empfindlichkeit oder den Frequenzgang im interessierenden Meßbereich. Eine Frequenzgang-Vergleichsmessung eines 1,5" Kondensator-Mikrofons mit einem Druckaufnehmer zeigt Bild 9. Das Meßobjekt war ein Bruel & Kjaer Mikrofon-Kalibrator. Die gemessenen Frequenzgänge stimmen gut überein. Wurde vor der Drucksonde eine Blende mit der Rohrwandstärke entsprechender Dicke und Bohrungen von 2,3 bis 0,5 mm angebracht, so konnte kein Einfluß auf den Frequenzgang festgestellt werden (Bild 9).

Es wurde nur ein Rohr mit den 12 Druckbohrungen versehen. Alle übrigen Rohre waren geschlossen. Bild 10 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Meßrohres. Die Druckaufnehmer wurden mit RTV-Silikon-Kautschuk in 30°-Plastik-Segmente eingeklebt. Sie schlossen gerade unterhalb der Außenfläche ab. Die Abdichtung des Druckaufnehmers gegen die Rohrwand übernahm ein O-Ring. Die 12 Segmente wurden an beiden Seiten von Aluminiumringen in ihrer Lage gehalten, und bildeten somit gemeinsam einen Drucksondenhalter (Bild 11). Die Segmente konnten zum Einbau dieses Halters bei gelösten Befestigungsschrauben radial zusammengeschoben werden, was ein Einführen in das Meßrohr ermöglichte. Die richtige axiale Lage wurde durch eine Bohrung im Rohr und in einem Segment mittels eines Taststiftes erreicht. Die radiale Lage war durch genaue Herstellung des Drucksondenhalters und der Druckbohrungen auf einem Teilkopf gewährleistet. Zwei Konen wurden mittels einer Gewindestange zusammengezogen (Bild 12), was ein radiales Verschieben der Segmente und Abdichten der O-Ringe bewirkte. Dabei wurde die radiale Führung der Segmente von Zylinderstiften und den Befestigungsschrauben übernommen. Die Kabel der Drucksonden wurden durch die Konen schadfrei nach außen geführt. Im derart geklemmten Zustand konnte die Lage der Segmente durch Anschrauben an den Aluminium-Ringen festgelegt und die Konen mit der Zugstange wieder entfernt werden. Hierdurch war eine Gewichtsreduktion möglich, da nur die leichten Teile im Testrohr verblieben. Die korrekte Positionierung der Drucksonden unter den Druckbohrungen wurde unter einem Mikroskop kontrolliert. Die Kabel der Sonden wurden, zu beiden Seiten aufgeteilt, durch die Stopfen und die Federrohre nach außen geführt. Die Federrohre bestanden aus kaltverfestigten 8 x 1 VA-Stahlrohren, die mit Loctite in die gehonten Bohrungen der Stopfen geklebt und am inneren Ende mit diesen verschweißt wurden (Bild 10). Dadurch konnte eine Erwärmung der Federrohre an den gefährdeten Biegestellen vermieden werden. Ebenfalls aus thermischen Gründen wurden die Stopfen mit Loctite in das Messingrohr eingeklebt.



An der äußeren Einspannstelle des Federrohres wurden 4 DMS (6/12o LY 51) im Abstand von  $90^\circ$  appliziert. Je zwei gegenüberliegende Meßstreifen bildeten eine Halbbrückenschaltung zur Schwingwegmessung in senkrechter und waagerechter Richtung. Außer dem Meßrohr wurden weitere 9 Rohre mit je 4 DMS zur Untersuchung der Schwingungskopplung benachbarter Rohre bestückt (siehe Abschnitt 8.8). Zum Aufbau eines Rohrbündels wurden außer dem Meßrohr 45 Dummy-Rohre angefertigt, die anstatt der Drucksondeneinbauten entsprechend schwere Stahlstopfen besaßen. Der übrige Aufbau entsprach dem des Meßrohres. Durch die unterschiedlich schweren Stopfen konnten die Eigenfrequenzen der Dummy-Rohre und des Meßrohres einheitlich auf  $35 \pm 0,2$  Hz bei einer Einspannlänge von 200 mm eingestellt werden. Die Strukturdämpfung war jedoch bei dem Meßrohr größer als bei den Dummy-Rohren. Die Einspannbedingungen zeigten sich als sehr einflußreich auf die Eigenfrequenz und die Dämpfung. Bei den Einzelrohrmessungen wurden an den Widerlagern Rohrverschraubungen gewählt, die eine Eigenfrequenz von 33,3 Hz und eine Dämpfung von  $\Lambda = 0,06$  zur Folge hatten. Die Rohrbündel wurden mit härteren Einspannungen (Klemmstopfen) versehen, so daß die Eigenfrequenzen jetzt 35 Hz, die Dämpfung der Dummy-Rohre  $\Lambda_D = 0,036$  und die des Meßrohres  $\Lambda_M = 0,04$  betrugen.

### 6.3 Meßwerterfassung und Signalfluß

Als Ziel der Messungen galt es, die sehr schnell ablaufenden Vorgänge bei der Umströmung von zylindrischen Rohren sichtbar und auswertbar zu machen, um daran Anregungsmechanismen zur Schwingung zu erkennen. Das bedeutete, daß alle Meßsignale zur gleichen Zeit verfügbar sein mußten, was zur analogen Meßwertverarbeitung und anschließenden Aufzeichnung führte. Bei der Untersuchung der Druckverhältnisse um Rohre hat die analoge Signalverarbeitung gegenüber der digitalen den Vorteil, direkt lesbare und bildhaft darstell- und vergleichbare Funktionen zu liefern. Großer Programmieraufwand zur Analyse entfällt. Der Aufbau der analogen Signalverarbeitung ist gegenüber der digitalen vergleichsweise einfach (siehe Abschnitt 6.4.3).

Die Signale konnten nicht direkt ausgeschrieben werden. Sie wurden auf zwei 14-spurigen Magnetbandgeräten zwischengespeichert, die eine maximale Frequenztransformation um den Faktor 64 ermöglichten. Die Magnetbandaufzeichnung bot außerdem den Vorteil, die Signale zu beliebig späterer Zeit analysieren zu können (z.B. Frequenzanalysen, Korrelationsmessungen, Mittel-

werte). Sie erlaubte darüberhinaus kurze Meßzeiten, was bei Schwingungen mit großen Amplituden wegen Dauerbruchgefahr notwendig erschien. Die Tonbandgeräte arbeiteten nach dem Trägerfrequenzprinzip, so daß auch Gleichspannungen von statischen Signalen aufgezeichnet werden konnten.

Die von den Druckaufnehmern von Druck in elektrische Spannungen umgewandelten Signale wurden in Gleichspannungsverstärkern verstärkt (Bild 13). Gleichzeitig wurden sie in den Analogrechner gegeben, der daraus die Kraftsignale  $F_x$ ,  $F_y$ ,  $|F|$  und  $\psi = \arctan F_y/F_x$  berechnete. Der Schwingweg wurde mittels Dehnungsmeßstreifen und Gleichspannungsverstärkern gemessen. Alle Drücke, Kräfte und Wege wurden parallel auf Band aufgezeichnet. Bei den Messungen am Einzelrohr wurde zusätzlich das Signal einer Hitzdrahtsonde aufgenommen, die sich im Nachlauf des Zylinders befand und die Geschwindigkeitsschwankungen der abschwimmenden Wirbel sichtbar machte. Zur Kontrolle der einzelnen Signale war parallel zur Bandaufzeichnung ein Meßstellenumschalter mit zwei Ausgängen vorhanden. Mit ihm konnte man jedes Signal während der Messung z.B. auf einem Oscilloscopen, Korrelator, Gleich- oder Wechselspannungsmesser o.ä. geben. So war schon eine Signalkontrolle vor der Bandaufzeichnung möglich (Bild 13).

Da die Vielzahl von Signalen (21 Spuren) auf zwei getrennten Magnetbandgeräten gespeichert werden mußte, waren diese im Master-Slave-Betrieb synchronisiert. Hierdurch wurde ein hohes Maß an Gleichlauf verwirklicht. Um entsprechende Stellen auf den Bändern wieder aufzufinden und zeitlich zuordnen zu können, wurde bei der Aufnahme auf jeweils einer Spur jedes Gerätes ein Rechteckimpuls mit aufgenommen. Dieser wurde mit einem Sinusgenerator in Verbindung mit einem "Tape-Signal-Gate" (siehe Abschnitt 12.) hergestellt. Alle 10 Digits des Bandzählwerkes wurde bei der Aufnahme dieses Rechtecksignal von Hand mittels eines Schalters invertiert. Die Frequenz des Rechteckimpulses wurde gleich der Eigenfrequenz des Testrohres gewählt. Das grobe Auffinden einer bestimmten Stelle auf dem Band konnte so mit dem Bandzählwerk und das feine Bestimmen einer Stelle mit Abzählen von Impulsen von der Invertierung an erfolgen.

Von den beiden Magnetbändern wurden die gespeicherten Signale auf zwei im Master-Slave-Betrieb arbeitenden Vielkanal-Thermoschreiber mit zusammen zwölf Spuren von je 40 mm Breite ausgeschrieben. Am Rand jedes Papierstreifens befand sich die Impulsspur. Dieses ermöglichte mit Hilfe der Invertierstellen das zeitrichtige zusammenkleben der einzelnen Streifen. Bild 14 zeigt die elektronischen Meßgeräte.

## 6.4 Elektronische Ausrüstung

### 6.4.1 Druckmessung

Als Drucksonden fanden piezoresistive Differenzdruck-Aufnehmer, Typ 8507-5M1, der Firma ENDEVCO Verwendung. Die speziell geformte Membran bestand aus Silizium. Darauf waren vier Widerstände zu einer Vollbrücke aufgedampft. Diese Technik erlaubt statische und dynamische Messungen. Die Empfindlichkeit betrug bei 10 V Speisespannung 300 mV/psi. Ein Sinuston von 90 dB resp.  $2 \times 10^{-5}$  Pa Schalldruck (entsprechend 0,6 Pa  $\hat{=}$  0,06 mm WS) wurde erfaßt. Die Resonanzfrequenz lag mit 65 KHz außerhalb des Meßbereiches. In Meßrichtung waren die Sonden gegen harmonische Beschleunigungen bis 1000 g unempfindlich. Dieser Wert lag um einen Faktor 30 höher als die maximal aufgetretene Beschleunigung während der Messungen. Die Masse der Druckaufnehmer ohne Kabel betrug durch deren kleine Bauweise nur je 1 Gramm. Die Befestigung im Rohr wurde durch Einkleben mit RTV-Silikonkautschuk in Plastik-Segmente vorgenommen. Die Segmente waren im Rohr festgeklemmt. Die vieradrig abgeschirmten Kabel wurden durch das Meßrohr nach außen geführt. Als Referenzdruck fand der Meßrohr-Innendruck Verwendung, der dem Luftdruck in der Halle (Einzelrohr) oder einem durch einen Plastikschauch eingespeisten beliebigen statischen Druck entsprach (Rohrbündel).

#### 6.4.1.1 Eichung der Druckaufnehmer im eingebauten Zustand/ Linearität

Nach Einbau der Druckaufnehmer in das Rohr wurden bei Berücksichtigung der unterschiedlichen Empfindlichkeiten die Verstärkerkennlinien eingestellt. Die Gleichheit aller Ausgangsspannungen bei gleichem Druck mußte gewährleistet sein. Eine U-förmige Zange konnte so an das Rohr angeklemt werden, daß ein mit einem O-Ring abgedichtetes Druckstück über jede einzelne Druckbohrung gebracht werden konnte (Bild 15). Über einen abklemmbaren Plastikschauch konnte statischer Luftdruck auf den jeweiligen Druckaufnehmer gegeben werden. Als Kontrollinstrument diente ein Betz-Manometer. Die DC-Verstärker wurden so eingestellt, daß bei einem Meßbereich von 2<sup>0</sup>/oo und einem Druck  $p_{st} = 100$  mm WS eine Ausgangsspannung von  $U_A = 10,00$  V erzeugt wurde (Bild 16). Die Spannungen wurden auf einem Digital-Voltmeter abgelesen. Im

interessierenden Meßbereich von  $-100 \text{ mm WS} \leq p_{st} \leq +100 \text{ mm WS}$ , konnte eine sehr gute Linearität der Drucksonden (Bild 16) festgestellt werden. Nach der Eichung der zwölf Drucksonden wurde das Rohr einer Luftströmung ausgesetzt und in  $30^\circ$ -Schritten verdreht, so daß jeder Druckaufnehmer einmal in dem Staupunkt lag. Die jeweiligen Ausgangsspannungen der Verstärker stimmten gut überein. Dynamische Druckmessungen mit und ohne vorgesetzte Blenden (vergl. Abschnitt 6.2) bestätigten die richtige Wiedergabe auch harmonisch wechselnder Drucksignale.

#### 6.4.2 Wegmessung

An den Einspannstellen beider Seiten des Meßrohres befanden sich zum Zwecke der Wegmessung je vier Dehnungsmeßstreifen (DMS) auf den Federrohren. Sie waren um  $90^\circ$  versetzt und jeweils zwei gegenüberliegende zu einer Halbbrücke verschaltet. Es wurden DMS der Firma Hottinger-Baldwin-Meßtechnik 6/120 LY 51 verwendet, die sich durch ein sehr schmales Meßgitter auszeichnen. Sie wurden in Längsrichtung auf den neutralen Zonen des Federrohres nahe den Stellen des größten Biegemomentes appliziert. Eine Biegung des Rohres in der Bestimmungsrichtung des DMS dehnte dessen gesamtes Gitter. Bei dazu senkrechter Biegung lag eine Hälfte des Gitters in der Zug- und die andere Hälfte in der Druckzone, wodurch sich die Dehnungen aufhoben und kein Signal abgegeben wurde. Dadurch konnte eine gute Unabhängigkeit der Biegerichtungen x und y erreicht werden. Die Linearität der Meßanordnung bei mittig angreifender Last wird in Abschnitt 7.1.1 beschrieben. Für diesen Lastfall wurde ein Eichfaktor von  $8 \text{ V/mm}$  ( $0,5 \text{ }^\circ/\text{oo}$ -Meßbereich) festgelegt.

Es ist darauf zu achten, daß der Weg in der Mitte des Rohres gemessen wurde. Bei der späteren Schwingwegmessung stimmt die Biegelinie bei der auftretenden Trägheitskraftbelastung nicht mit der bei mittig angreifender Last überein. Daher ist die Definition des Weges in der Mitte des Rohres unzulässig. Bei Auslenkung des Rohres wird die Erzeugung eines elektrischen Signals von der Durchbiegung des Federrohres bestimmt. Die Dehnung an beiden Einspannstellen eines Federrohres ist nahezu gleich. Der DMS gibt die Dehnung proportional zur Auslenkung des Meßrohres am Übergang von Meß- und Federrohr an und ist damit nur schwach abhängig von der Belastungsart. Das Verhältnis der Schwingwege zwischen Rohraußenseite und -Mitte betrug bei

mittiger Last 0,597 und bei Streckenlast (etwa wie Trägheitslast) 0,633. Mit Hilfe des Quotienten kann von der dem elektrischen Signal proportionalen Durchbiegung am Rohrende auf die in der Mitte geschlossen werden. Die Durchbiegungen in der Rohrmitte sind folglich bei Schwingwegmessungen etwa um 6% gegenüber der Eichmessung zu hoch bewertet. In der Auswertung, die aus den elektronischen Signalen durch Umrechnung mit dem Eichfaktor erfolgte, wurde diese geringe Abweichung nicht berücksichtigt.

### 6.4.3 Analogrechner

Der Analogrechner diente zur Berechnung der Auftriebs- und Widerstandskräfte  $F_y$  und  $F_x$  aus zwölf am Umfang eines Rohres gemessenen Drücken. Aus den beiden Kraftkomponenten konnten darüber hinaus der Betrag des resultierenden Kraftvektors  $|F| = \sqrt{F_x^2 + F_y^2}$  sowie dessen Angriffswinkel bezogen auf die Anströmrichtung  $\psi = \arctan F_y/F_x$  berechnet werden. Der Rechner arbeitete nach den in Abschnitt 4. entwickelten Gleichungen 4.15 und 4.16, in denen das Integral des Druckes über den Umfang durch eine Treppenfunktion angenähert wurde. Er war speziell für diesen Anwendungsfall gebaut und unterschied sich von üblichen Analogrechnern durch das Fehlen frei wählbarer mathematischer Verknüpfungen. Alle Rechenoperationen waren fest verdrahtet. Wegen des speziellen Aufbaus des Rechners wird dieser im Folgenden ausführlich beschrieben.

#### 6.4.3.1 Aufbau

In einem 19"-Gehäuse befanden sich fünf Einschübe. Auf der Rückwand waren die zwölf Eingänge der Drucksignale und die vier Kraft-Ausgangssignale angebracht. Ein Netzteil-Einschub lieferte getrennte Versorgungsspannungen für alle Leuchtdioden und die Rechenfunktionen (Bild 17). Um das Arbeiten bei Betriebstemperatur zu gewährleisten, wurden über einen Zeitschalter erst nach ca. 15 Minuten die Ausgänge aufgeschaltet und die Betriebsbereitschaft signalisiert. Die von der Rückseite des Gerätes eingespeisten zwölf Eingänge von maximal  $\pm 10$  V wurden von einem Eingangsverteiler auf die zwei Addierbausteine gemäß den Berechnungsformeln verteilt. Die Addition analoger Signale läßt sich sehr einfach durch die Verwendung von Operationsverstärkern und Festwiderständen verwirklichen (Bild 18a), wobei stets ein

Ergebnis mit negativem Vorzeichen entsteht. Für eine Subtraktion wurde der Eingangszweig erst in einer separaten Additionsstufe negiert und dann das negative Signal über einen Operationsverstärker aufaddiert. Durch eine Folge von Verstärkerstufen ließen sich damit die einzelnen Klammerausdrücke herstellen.

Die Multiplikation einer Klammer mit einem Gewichtungsfaktor  $< 1$  läßt sich sehr einfach durch einen Spannungsteiler realisieren (Bild 18b). Im vorliegenden Fall wurde jedoch eine digital von außen einstellbare Abschwächung eingesetzt, die einen Einstellbereich von  $0,000 \leq K \leq 0,999$  ermöglichte. Diese Bauweise garantierte eine ausgezeichnete Reproduzierbarkeit der Faktoren. Nach der Abschwächung wurden die Klammerausdrücke dann erneut addiert und analog ausgegeben. Um die Rechenstufen nicht zu übersteuern, wurden die Eingangssignale um einen Faktor zehn reduziert, was bei der Auswertung des Rechenergebnisses zu berücksichtigen war. Für jeden Eingang stand eine Leuchtdiode zur Verfügung, die als Signalindikator wirkte.

Aus den Ausgangssignalen  $x$  und  $y$  sollte laut Aufgabenstellung der Betrag des Vektors gebildet werden. Da der Multiplizier-/Dividier-Schaltkreis AD-531 nur positive Spannungen verarbeiten kann, die Signale  $x$  und  $y$  aber beide Vorzeichen tragen konnten, mußte aus ihnen vorher erst der Betrag gebildet werden, um dann im IC verrechnet zu werden. Die Beträge der Ausgänge wurden gleichzeitig für die Berechnung des Winkels  $\psi$  in einem IC (AD 433) benötigt. Die Berechnung des Winkels wurde durch die Formel

$$\psi = \tan^{-1} \frac{U_B}{U_A} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{(U_B/U_A)^{1,2125}}{1 + (U_B/U_A)^{1,2125}} \quad (6.35)$$

mit einem maximalen Fehler von 0,68% im Winkelbereich  $0 \leq \psi \leq 90^\circ$  approximiert, wobei  $U_A$  und  $U_B$  die zu verrechnenden Eingangsspannungen darstellen. Das Ergebnis wurde in Spannungen proportional zu Winkelgraden ausgegeben. Es galt

$$90^\circ \hat{=} 9,0 \text{ V} \quad (6.36)$$



Durch die Betragsbildung wurden nur Winkel im 1. Quadranten ausgegeben. Der Vergleich der Winkelauftragung mit dem y-Signal ergab beim Ausschreiben jedoch Aufschluß über das Vorzeichen des Winkels.

#### 6.4.3.2 Funktionstests des Analogrechners

Da der Rechner eine der Hauptstützen für die Interpretation der Versuchsergebnisse sein sollte, wurde er mehreren Tests unterzogen. Bei Anlegen verschiedener Gleichspannungen wurde die Güte der Additionsstufen, sowie der Digitalabschwächer geprüft. Mit einem Taschenrechner wurden die Kräfte aus zeitlich zusammengehörigen Druckgrößen berechnet. Ein Vergleich mit den Ergebnissen des Analogrechners ergab eine gute Übereinstimmung. Durch die Auswahl geeigneter Eingänge konnten Additionen zu Null gebildet werden. Auch bei der Eingabe eines  $1 V_{o-p}$  (100 Hz) Wechselsignals war nur ein  $1 mV_{p-p}$  Rauschen festzustellen (Bild 19). Sollen zwei Signale gleicher Amplitude jedoch unterschiedlicher Frequenz addiert werden, so lassen sich die resultierenden Kurven einfach graphisch herstellen. Dadurch ist ein Vergleich mit dem Rechenergebnis gut möglich. In den Bildern 20 und 21 ist die Addition eines 33 Hz-Signals mit einem 100 Hz bzw. 400 Hz-Signal dargestellt. Die Bilder 22 c, d zeigen den Frequenzgang und die Phasenverschiebung eines Additionsbausteins im Vergleich zu denen der verwendeten Gleichspannungs-Verstärker (Bilder 22 a, b). Im Bereich von 20 Hz - 20 KHz konnte beim Rechner nur eine Abweichung vom Sollwert um 1 dB bzw.  $24^\circ$  festgestellt werden. Eine weitere Bestätigung der Rechenergebnisse bilden die Messungen am Einzelrohr.

## 7. MESSUNGEN AM EINZELROHR

### 7.1 Mechanische Rohrkenwerte

#### 7.1.1 Bestimmung der Federkonstanten und Linearität

Zur Feststellung der Federkonstanten und der Linearität der Masse-Feder-Anordnung wurde das Rohr beidseitig fest eingespannt und mittig durch Anhängen einer Masse belastet. Die statische Durchbiegung des Rohres infolge dessen Eigengewicht betrug etwa 0,12 mm und war damit vernachlässigbar. Mittels Dehnungsmeßstreifen und Gleichspannungsverstärkern wurde bei Aufbringen einer Last die Ausgangsspannung gemessen und mittels des Eichfaktors in mm umgerechnet (siehe auch in Abschnitt 6.4.2). Es ergab sich ein guter linearer Zusammenhang zwischen Last und Durchbiegung für beide Belastungen in x- und y-Richtung, so daß eine Federkonstante von  $C = 23,57$  KN/m aus den Messungen errechnet werden konnte (Bild 23). Eine theoretische Nachrechnung der Biegelinie und der daraus folgenden Federkonstante ergab in guter Übereinstimmung mit der Messung 23,74 KN/m. Diese statische Federkonstante ist jedoch für die Berechnung des Biegegrundtones nicht zu verwenden, da die sich bei mittig angreifender Last ergebende Biegelinie nicht mit der dynamischen Biegelinie bei Schwingungen übereinstimmt. Die dynamische Federkonstante  $C_{\text{dyn}}$  zur überschlägigen Berechnung des Biegegrundtones wurde ermittelt, indem das Testrohr als Reihenschaltung zweier Federn (Rohr und Biegefeder) aufgefaßt wurde. Das Messingrohr wurde dabei nur mit Biegemomenten belastet, was etwa einer Belastung durch Trägheitskräfte entspricht. Es ergab sich eine dynamische Federkonstante  $C_{\text{dyn}} = 37$  KN/m, die für die überschlägige Berechnung des Grundtones herangezogen wurde.

#### 7.1.2 Eigenfrequenzen des Testrohres

Mit Rücksicht auf den Frequenzbereich der verwendeten Geräte und auf Abstand zur Netzfrequenz wurde ein Biegegrundton von  $f_0 = 33,3$  Hz ( $T_0 = 0,033$  s) festgelegt, woraus sich die Einspannlänge der Biegefeder ergab. Eine bei Wahl einer bestimmten Einspannlänge überschlägige Berechnung des Grundtones wurde nach der Methode von RAYLEIGH vor den Versuchen durchgeführt. Diese überschlägige Berechnung diente zur Festlegung der Einspannlänge und den sich daraus ergebenden Abmessungen des Traggestells. Für den Aufbau des

Rohrbündels wurden härtere Einspannungen gewählt, so daß sich ein Grundton von  $f_0 = 35,0$  Hz ergab.

Durch Anzupfen und Anschlagen des Rohres, daß in gleicher Weise wie im Windkanal auf einen Schwingtisch gespannt war, konnten auch die Obertöne  $f_1 \approx 70$  Hz und  $f_3 \approx 150$  Hz gefunden werden. Der Oberton  $f_2$  konnte nicht erregt werden.

### 7.1.3 Dämpfungsparameter

Zur Bestimmung der Dämpfung des Rohres wurde dieses auf einen elektrodynamisch erregten Schwingtisch gespannt. Die Bewegung des Rohres wurde mit einem Beschleunigungsaufnehmer gemessen, der mittels eines dünnen Plastikringes stramm auf das Rohr geschoben wurde. Durch knackfreies Ein- und Ausschalten des Schwingtisches konnte so der Ein- und Ausschwingvorgang bei Fußpunkterregung erzeugt werden. Bei der Anregung in Resonanz mit 33,3 Hz wurden der Einschwingvorgang auf  $y_0 = 1$  mm Amplitude und der Ausschwingvorgang von der gleichen Amplitude aufgezeichnet (Bild 24). Wird die Dämpfung des Systems als viskos angenommen, so ergeben sich beim Einschwingen in Abhängigkeit der Dämpfung

$$\vartheta = \frac{\delta}{\omega_0} = \frac{\Lambda}{2 \cdot \pi} \quad (7.37)$$

die in Bild 4 (vergl. Abschnitt 5.1) gezeigten Hüllkurven. Trägt man die zu den ersten Schwingungen des Einschwingvorganges gehörende Hüllkurve in Bild 24 ein, so erkennt man ein Abweichen des tatsächlichen Verlaufes von dieser Kurve. Nach Abschnitt 5.1 weist dies auf eine sich vergrößernde Dämpfung bei steigenden Amplituden hin. Gleiches Verhalten ist beim Ausschwingvorgang festzustellen, bei dem ein exponentieller Verlauf in Bild 24 eingezeichnet wurde, welcher sich für viskose Dämpfung ergibt. Auch hier ist bei größeren Amplituden eine größere Dämpfung feststellbar. Sie könnte möglicherweise aus der Struktur durch Auftreten von Zugkräften im Rohr oder aber aus aerodynamischer Dämpfung herrühren. Hierzu wurden keine näheren Versuche durchgeführt.

Bestimmt man wie üblich das logarithmische Dekrement  $\Lambda$  z.B. aus 10 aufeinanderfolgenden Schwingungen, so ergibt sich im Mittel  $\Lambda = 0,04$ .

## 7.2 Messung der Gleichdruckanteile $\bar{p}_i(\varphi)$ in $15^\circ$ -Schritten bei verschiedenen Staudrücken

Nach der Eichung der Drucksonden konnte das Rohr einer kontinuierlichen Strömung ausgesetzt werden. Dadurch wurde es mit einem statischen und einem Wechseldruck beaufschlagt. Zur Messung des statischen (Gleichdruck-) Anteils wurde der dynamische Anteil durch elektrische Integration mit großer Zeitkonstante eliminiert und die Gleichspannung auf einem Digital-Voltmeter abgelesen. Mit Hilfe des Meßstellenumschalters konnten so alle 12 Meßstellen von  $0^\circ \leq \varphi \leq 330^\circ$  angewählt werden. Nach einmaligem Verdrehen des Rohres um  $15^\circ$ , wurden die Zwischenwerte für  $15^\circ \leq \varphi \leq 345^\circ$  ermittelt. Die Versuche wurden bei vier verschiedenen Geschwindigkeiten durchgeführt (Bild 25). Normiert man die Druckdifferenz des lokalen Druckes zum statischen Druck in der freien Strömung mit dem Staudruck  $q_\infty$ ,

$$\bar{c}_{pi} = \frac{\bar{p}_i - p_\infty}{q_\infty} \quad (7.38)$$

so erhält man die bekannte Auftragung des Druckbeiwertes  $\bar{c}_p$  über dem Umfangswinkel  $\varphi$  (ACHENBACH /1/; SUZUKI et al /63/). Die Meßpunkte wurden durch Geraden verbunden (Bild 26). Die Meßwerte mußten mit der statischen Druckdifferenz zwischen Umgebung und ungestörter Strömung korrigiert werden, da der Staudruck mittels eines Betz-Manometers aus dem Gesamtdruck und dem statischen Druck in der Strömung gemessen wurde. Der Referenzdruck für die Druckaufnehmer war jedoch der statische Druck der Umgebung.

## 7.3 Wirbelablösefrequenzen bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten

Wird ein Rohr quer zu seiner Achsrichtung angeströmt, so lösen im untersuchten Re-Zahl-Bereich von  $10^4 \leq Re \leq 10^5$  von seiner Oberfläche wechselseitig Wirbel ab. Die Ablösefrequenz, d.h. die sekundlich an einer Seite des Zylinders ablösenden Wirbel, ist abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit und zeigt im betrachteten unterkritischen Re-Zahl-Bereich einen nahezu linearen Zusammenhang (Bild 27). Im Versuch wurde die Wirbel-Ablösefrequenz an einer geeigneten Stelle oberhalb und  $2 \times D$  hinter dem Rohr mit einer Hitz-

drahtsonde gemessen, so daß sich ein einwandfreies Sinussignal ergab. Dieses Signal wurde mittels eines Korrelators in Verbindung mit einem Fourier-Analysator auf spektrale Verteilung untersucht.

Die Frequenz konnte an dem sehr spitzen Peak im Frequenzspektrum mit einer Genauigkeit von 0,1 Hz bestimmt werden. Dabei war es unerheblich, ob das Rohr fest in den Kanalwänden gelagert oder frei der Schwingung ausgesetzt war. Dieses traf auch für den Resonanzfall zu.

Das mit dem Rohrdurchmesser dimensionslos gemachte Verhältnis von Ablösefrequenz und freier Anström-Geschwindigkeit wird als Strouhal-Zahl  $S_{\infty}$  bezeichnet.

$$S_{\infty} = \frac{f \cdot D}{u_{\infty}} \quad (7.39)$$

Im untersuchten Geschwindigkeits-Bereich lag die Strouhal-Zahl bei  $0,19 \leq S_{\infty} \leq 0,21$ . In Bild 27 wurde zum Vergleich des nahezu linearen Zusammenhanges der Mittelwert  $S_{\infty} = 0,20$  als Gerade eingezeichnet. Bild 28 zeigt die dimensionslose Auftragung der Größen Strouhal- und Re-Zahl. Der Kurvenverlauf stimmt gut mit den in der Literatur angegebenen Werten überein (BUBLITZ /12/; DRESCHER /22/). Der von vielen Autoren beobachtete "Locking-in"-Bereich (siehe z.B. GIBERT et al. /28/; BLEVINS /9/), bei dem in der Umgebung der Rohreigenfrequenz die Wirbelablösung vom Takt der Rohrschwingungen beeinflusst wird, wurde hier nicht näher untersucht.

Berechnet man mit Hilfe des Blockierungsverhältnisses für das Einzelrohr

$$B = \frac{H}{H - D} = 1,095 \quad (7.40)$$

die Strouhal-Zahl mit der höheren Lückengeschwindigkeit  $u_g$  gegenüber der freien Anströmung  $u_{\infty}$ , so ergibt sich statt  $S_{\infty} = 0,20$  ein Wert von  $S = 0,18$ . Die Strouhal-Zahl vom Einzelzylinder läßt sich jetzt mit der an der Rohrreihe (DYE /23/) und der an fluchtenden Rohrbündeln gemessenen Strouhal-Zahl  $S = 0,16$  (siehe auch BAI /4/) vergleichen, wenn man zusätzlich die gegenüber  $u_g$  größere Geschwindigkeit am Hauptspannquerschnitt berücksichtigt. Dieser Wert stimmt mit der von ROSHKO /55/ für geometrisch unterschiedliche Körper gefundenen universellen Strouhal-Zahl  $S^* = 0,16$  überein. Eigene

mit beiden Geschwindigkeiten gebildete Werte für zwei fluchtende Bündel werden in Abschnitt 8.6 angegeben.

#### 7.4 Instationäre Druckverteilung $p_i(t)$ , Kraft, Schwingweg und Wirbelablösung bei vier Geschwindigkeiten

##### 7.4.1 Überblick und bildhafter Vergleich

Das Testrohr war mit zwölf Druckaufnehmern, die in  $30^\circ$ -Schritten in radialer Anordnung in einer Ebene angebracht waren, ausgestattet. Der Biegegrundton betrug  $f_0 = 33,3$  Hz. Gemessen wurden die 12 Drücke, die Schwingwege in x- und y-Richtung und die Geschwindigkeitsschwankungen durch Wirbelablösung mit einer Hitzdrahtsonde (Eichfaktor:  $5 \text{ V/(m/s)}$ ). Als Referenzdruck diente der Umgebungsdruck in der Versuchshalle  $p_{st}$ . Die Drucksignale wurden gleichzeitig vom Analogrechner in die Auftriebs- und Widerstandskraft, den Betrag des Vektors und dessen Angriffswinkel umgerechnet. Alle gemessenen und gerechneten Signale wurden zeitgleich auf zwei gekoppelte Magnetbandgeräte aufgezeichnet. Zum Ausschreiben auf Papier wurden zwei insgesamt zwölfspurige Thermoschreiber benutzt und die Papierstreifen zusammengeklebt (siehe Abschnitt 6.3). Je nach Papiervorschub- und Bandgeschwindigkeit, konnten Übersichtsschriebe und Detailschriebe angefertigt werden. Die in Bild 29 gezeigte Kennzeichnung der Spuren gilt weiterhin für alle in dieser Arbeit ähnlich dargestellten Parallelaufzeichnungen. In den Bildern 29 bis 33 sind von oben nach unten folgende Signale über der Zeit ausgeschrieben:

- |               |                                                                                                                                                                                    |
|---------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Spur 1 - 12:  | Drücke $p_i$ geordnet nach deren Reihenfolge in Umfangsrichtung des Rohres, beginnend mit dem Staupunkt und im Uhrzeigersinn gezählt ( <u>vergl. Bild 5</u> ).                     |
| Spur 13 - 14: | Schwingweg $y$ in vertikaler Richtung (Auftriebsrichtung), gemessen an beiden Seiten des Rohres. Die obere Spur gibt die Messung an der rechten Seite in Strömungsrichtung wieder. |
| Spur 15 - 16: | Schwingweg $x$ in horizontaler Richtung (Widerstandsrichtung), gemessen an beiden Seiten des Rohres wie Spuren 13 und 14.                                                          |



- Spur 17 : Gerechnete Auftriebskraft  $F_y$
- Spur 18 : Gerechnete Widerstandskraft  $F_x$
- Spur 19 : Betrag des aus beiden Komponenten  $F_y$  und  $F_x$  gebildeten Vektors  $|F|$ .
- Spur 20 : Angriffswinkel  $\psi = \arctan F_y/F_x$  des Vektors bezogen auf die Widerstandsrichtung. Als Winkelbereich kommen zwei Quadranten vor. Es wird jedoch nur der Betrag des Winkels abgebildet. Der Quadrant muß durch Vergleich mit der Auftriebsspur (17) gefunden werden.
- Spur 21 : Die aus allen Richtungen resultierende Strömungsgeschwindigkeit  $V$ , gemessen  $2 \times D$  hinter und auf der Höhe des Hauptspannquerschnitts mittels Hitzdrahtsonde.

### Druckmessungen

In den Spuren eins bis zwölf wurde die Druckdifferenz zwischen dem Meßort und dem Testrohr-Inneren (Umgebungsdruck) aufgetragen. Es sind der dynamische Druck, repräsentiert durch die ausgeschriebenen Schwankungen und der statische Druck abzulesen, d.h. der zeitliche Mittelwert der Kurve als deren Verschiebung gegenüber der Zeitachse nach oben oder unten. Entnimmt man den Druckschrieben die zwölf Mittelwerte und trägt sie in ein Druck-Umfangswinkel-Diagramm ein, so erhält man die in den Bildern 25 und 26 (Abschnitt 7.2) gezeigten Darstellungen. Die Druckschwankungen sind dann diesen Bildern zu überlagern. Auffällig ist, daß Spur 7 ( $\varphi = 180^\circ$ ) dunkler gefärbt ist, was auf höhere Frequenzanteile als sie in den anderen Spuren vorkommen schließen läßt (vergl. Abschnitt 7.4.4). Das während der Meßzeit von ca. 40 sek. beobachtete Verhalten der Drücke änderte sich auch bei längeren Messungen nicht.

### Schwingwege

Die an zwei Seiten des Rohres gemessenen Schwingwege zeigen wesentlich größere Schwingungen in vertikaler als in horizontaler Richtung. Dieses Verhalten ist besonders im Resonanzzustand bei  $Re = 1,55 \times 10^4$  (Bild 29) festzustellen, bei dem die Wirbelablösefrequenz gleich der Grundfrequenz des Systems ist. Die Übersichtsdarstellung (Bild 29) zeigt deutlich Schwebungserscheinungen. Im Gegensatz zu Schwebungen, die mit einer konstanten Schwebungsfrequenz ablaufen (vergl. Abschnitt 5.1.1), tritt hier ein Anwachsen auf unterschiedliche Amplituden mit verschiedenen Zeitverläufen auf. Dies ist eine Folge des statistischen Charakters der Kraftamplitude und-Phasenverschiebung gegenüber dem Schwingweg. Bild 30 zeigt einen Detailausschnitt aus Bild 29, bei dem zu sehen ist, daß die Phasenverschiebung zwischen den Spuren 13 und 14 Null Grad beträgt, d.h. daß das Rohr axparallele Schwingungen mit der Grundfrequenz erfährt.

Wird die Anströmgeschwindigkeit vergrößert, z.B. auf die Geschwindigkeit, bei der die Wirbelfrequenz gleich dem 1. Oberton des Systems ist ( $Re = 3,13 \times 10^4$ , Bild 31), so verlaufen die Schwebungen in kürzeren Zeitabständen. Das Rohr reagiert mit Kippschwingungen, die an der  $180^\circ$ -Phasenverschiebung der Spuren 13 und 14 abzulesen sind (Bild 32). Dabei rotiert es nicht exakt um seinen Schwerpunkt, sondern antwortet mit axparallelen Schwingungen auch auf den Grundton, so daß an einer Rohrseite abwechselnd größere und kleinere Schwingungsausschläge auftreten (Pfeile in Bildern 31 u. 32). Für die vertikale Schwingrichtung liegt der zeitliche Mittelwert auf der Zeitachse, während in Widerstandsrichtung aufgrund der Widerstandskraft eine statische Auslenkung zu beobachten ist. Es treten jedoch auch hier kleine Schwankungen auf, so daß das Rohr eine flache elliptische Bahnkurve beschreibt (vergl. Bild 36a, Abschnitt 7.4.2).

### Kräfte

In Auftriebsrichtung (Spur 17) erkennt man einen quasi-periodischen Verlauf, der um die Zeitachse schwankt. Diese unregelmäßigen Schwankungen sind ein Hinweis auf den statistischen Charakter der Wirbelstärke (Bild 29). Die Widerstandskraft und der Vektorbetrag bestehen aus großen stationären und relativ kleinen überlagerten Schwankungsanteilen. Der aus den Umfangsdrücken resultierende Kraftvektor ist also in seiner Größe nahezu konstant, pendelt

aber aufgrund der wechselnden Auftriebs-Komponente in großen Winkelbereichen hin und her. Hauptsächlich die in  $y$ -Richtung weisenden Kräfte werden mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit stochastischer (Bild 33). Der Druckkraftanteil, der aus den Druckunterschieden des schwingenden Rohres herührt ist klein gegenüber dem, der aus der Wirbelablösung folgt, so daß die Kurven direkt die anregenden Kräfte zeigen.

### Winkel

Die Darstellung des Kraft-Angriffswinkels dient der schnellen Beurteilung der Winkeländerungen des Vektors. Er läßt sich jedoch auch aus der Auftriebs- und Widerstandskraft berechnen.

### Hitzdrahtsignal

Die Spur der Hitzdrahtmessung hinter dem Rohr zeigt einen schwellenden Verlauf, d.h. der zeitliche Mittelwert ist um die Amplitude der Schwankungen verschoben. Die Schwankungen, und damit die Wirbelablösung, sind über einen großen Zeitbereich nahezu gleichbleibend. In der Detaildarstellung (Bild 30) ist ein über den Hitzdraht gelaufener Wirbelkern daran zu erkennen, daß nach dem Anstieg zur maximalen Geschwindigkeit plötzlich große Schwankungen auftreten und die Geschwindigkeit danach wieder annähernd gleichmäßig absinkt. Damit kann der Wirbel bis zu seiner Entstehung am Zylinder zurückverfolgt werden. Die Wirbelbildung beeinflusst die Druckverteilung am Zylinder.

#### 7.4.2 Darstellung stationärer und instationärer Drücke in Polar-Koordinaten

Die in Abschnitt 7.1.3 gezeigte Darstellung der Gleichdruckkoeffizienten  $\bar{c}_p$  über dem Umfangswinkel  $\varphi$  (Bild 26) ergibt als Auftragung in Polar-Koordinaten ein anschauliches Bild vom Druckgeschehen um das Rohr. In Bild 34 ist diese Kurve  $\bar{c}_p(\varphi)$  als innere Linie des schraffierten Feldes so dargestellt, daß die Abszisse über den Rohrumfang gewickelt wurde. Es weisen positive Drücke nach innen und Unterdrücke nach außen. Ähnliche Bilder werden von SUZUKI et al. /63/ für den in Strömungsrichtung vorderen von zwei Zylindern bei gerader Anströmung angegeben.

Die Normierung der Drücke erfolgte nach Gleichung 7.38. Man erkennt, daß im Staupunkt gerade der Wert  $\bar{c}_{p1} = +1$  erreicht wird, während im Heck ein Druckbeiwert von etwa  $\bar{c}_{p7} = -1,48$  gemessen wird. Dieser am schwingenden Rohr ermittelte Wert paßt gut in das von der Amplitude, der Re-Zahl und dem Turbulenzgrad abhängige Streuband der in der Literatur (BUBLITZ /13/) angegebenen Heckdruckkoeffizienten von etwa -1,1 bis -1,5. Die bei etwa  $\varphi = 70^\circ$  zu sehende Ausbuchtung der Druckkurve, hervorgerufen durch die maximale Strömungsgeschwindigkeit, ist ein typisches Merkmal für die Druckverteilung am Einzelrohr.

Zum Vergleich mit der Potentialtheorie ist der nach der in Bild 34 angegebenen Formel reibungsfrei gerechnete Verlauf mit eingezeichnet. Stimmen die Kurven bis etwa  $\varphi = 60^\circ$  noch gut überein, so ergibt sich darüber hinaus, vor allem aber im Heck des Zylinders, eine starke durch Reibungseinflüsse bedingte Abweichung zwischen Theorie und tatsächlichem Verlauf. Die aus den auf Magnetband aufgezeichneten Druckverläufen ermittelten RMS-Werte der Druckschwankungen  $p'_i$  wurden mit dem Staudruck der freien Anströmung  $q_\infty$  normiert.

$$c'_{pi} = \frac{p'_{i \text{ RMS}}}{q_\infty} \quad (7.41)$$

Die so erhaltenen dynamischen Druckbeiwerte wurden in Bild 34 als schraffierte Fläche dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die Energie der Druckschwankungen im vorderen Teil des Rohres wesentlich kleiner ist als auf der Rückseite. Die Werte von  $c'_{p4} \approx 0,3$  ( $\varphi = 90^\circ$ ) für  $1,5 \times 10^4 \leq Re \leq 5,5 \times 10^4$  liegen etwas über denen von BUBLITZ /13/ maximal angegebenen Koeffizienten für  $Re = 1,6 \times 10^5$ .

Betrachtet man vier durch Bild 30 gelegte Zeitschnitte, die so angeordnet sind, daß das Rohr gerade eine Schwingungsperiode von  $2\pi$  durchläuft, so lassen sich die zu jedem Schwingungsort zugehörigen, gegenwärtigen Druckverteilungen ( $p - p_\infty$ ) einzeichnen (Bilder 36a, b). Die Darstellung erfolgte analog zu Bild 34 mit positiven Drücken nach innen und negativen Drücken nach außen. Die zeitliche Reihenfolge wird, durch unterschiedliche Linien symbolisiert, in den Bildern angegeben. In die Druckdarstellung wurden die zugehörigen Positionen des Schwingweges eingezeichnet, die im angegebenen

Umfahrungssinn eine Ellipse ergeben. Die berechneten Kraftvektoren wurden an den zugehörigen Zeitpunkten eingezeichnet. Man kann ablesen, daß auf das Rohr in den Extremlagen keine Auftriebskomponente mehr wirkt. Bild 36a zeigt die Verhältnisse beim Einschwingen auf größere Amplituden und Bild 36b einen Ausschwingvorgang (vergl. Abschnitt 7.4.3). Die Bilder sind maßstäblich vergleichbar. Man erkennt eine Phasenverschiebung zwischen der Auftriebskraft und dem Schwingweg von  $\alpha = 90^\circ$ , da bei maximalem Weg die resultierende Kraft waagrecht in Widerstandsrichtung liegt, die Auftriebskraft also Null ist. Weiterhin läßt sich erkennen, daß beim Durchschwingen der Nullage während des Einschwingvorganges eine Kraftkomponente in Schwinggeschwindigkeits-Richtung fällt, wodurch Arbeit dem System zugeführt wird, während beim Ausschwingvorgang Gegenteiliges gilt (vergl. Abschnitt 7.4.3 und 5.1.2).

#### 7.4.3 Arbeit und Phasenverschiebung zwischen Kraft und Weg (Schwebungen)

Aus Bild 30 wurden zwei Zeitabschnitte herausgegriffen und detailvergrößert. Die Abschnitte wurden so gelegt, daß gerade ein Ausschwingvorgang bis zur Ruhe (Bild 37a) und ein Einschwingvorgang aus der Ruhe heraus (Bild 37b) dargestellt werden. Auf die Abbildung der zeitabhängigen Druckwerte wurde hier verzichtet. Die Bilder 37a und b können zeitlich etwa aneinandergereiht werden. Man erkennt sehr gut die in Abschnitt 5.1.2 besprochenen Phasenverschiebungen von  $\pm \pi/2$ , wodurch maximale Arbeit am Schwingungssystem geleistet wird. Durch Frequenzänderungen der Kraft geht die Phasenverschiebung langsam gegen  $\alpha \approx \pi$ , so daß die Energieaufnahme beendet wird und die Weg-Amplitude konstant bleibt (Bild 30). Ähnliche Zusammenhänge beschrieb auch STAUBLI /61/. TOEBES /66/ maß die Phasenverschiebungen zwischen Hitzdrahtsignalen, die er ähnlich parallel ausschrieb. Die Phasenverschiebungen laufen jedoch in der Praxis nicht so exakt ab wie es der theoretische Vorgang beschreibt, da offenbar eine Rückwirkung der Rohrschwingung auf die anregende Kraft existiert. Diese Rückwirkung scheint zufällig und daher nicht vorher bestimmbar zu sein, denn es läßt sich keine feste Schwebungsfrequenz (vergl. Bild 29) und keine wiederkehrenden gleichen Amplituden erkennen, wie sie für eine Schwebung mit gleichbleibender Frequenzdifferenz und Kraft typisch sind (vergl. Abschnitt 5.1.1).

Die hier am Einzelrohr gewonnenen Erkenntnisse lassen auf ein korrektes Arbeiten des Analogrechners schließen, dessen Ergebnisse bei den Rohrbündelmessungen eine Grundlage für die daraus folgenden Aussagen bilden.

#### 7.4.4 Frequenzanalysen

Die auf Magnetband aufgezeichneten zeitabhängigen Versuchsergebnisse der Drücke, Kräfte, Schwingwege und der Hitzdrahtsonde wurden auf Frequenzinhalte untersucht. Dabei wurde ein lineares Leistungsspektrum der Signale erstellt und die Frequenzen digital an den entsprechenden Peaks abgelesen. Die Analyse der vom Hitzdraht gewonnenen Signale wurde in Abschnitt 7.3 besprochen. Es konnte ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Anströmgeschwindigkeit und Wirbelablösefrequenz mit einer Strouhal-Zahl  $S_{\infty} \approx 0,2$  festgestellt werden (Bild 27).

Die Frequenzuntersuchungen der Kräfte ( $F_y, F_x$ ) und der Schwingwege ( $y, x$ ) bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten sind in Bild 35 dargestellt. Wie ersichtlich, lassen sich die einzelnen Meßpunkte annähernd durch Geraden verbinden. Da das Verhältnis von Frequenz  $f$  und Anströmgeschwindigkeit  $u_{\infty}$  der Strouhal-Zahl proportional ist, wurde zum Vergleich eine Strouhal-Zahl von  $\bar{S}_{\infty} = 0,20$  als Gerade eingezeichnet. Man erkennt, daß die Kräfte  $F_y$  und  $F_x$ , aber auch der Frequenzverlauf der Schwingwege  $y$  und  $x$ , dieser Geraden folgen. D.h. das Testrohr schwingt mit seinen Eigenfrequenzen  $f_0$  und  $f_1$ , sowie bei höheren Anregungsenergien auch mit  $f_3$ , aber auch als fremd-erregter Schwinger mit den Frequenzen der angreifenden Kraft. Die sich ergebende komplexe Rohrbewegung ist daher eine Überlagerung der Systemantworten mit allen auftretenden Frequenzen. Die in der Widerstandskraft enthaltene doppelte Frequenz rührt von den Druckschwankungen im Heck durch beidseitige Wirbelablösung her. Zu gleichen Ergebnissen kam auch SHAW /60/.

Der vom Gebläse des Turbokanals gebildete Drehklang war in Form von Druckschwankungen am Meßrohr mit einem festen Verhältnis zur Gebläsedrehzahl feststellbar. Um die Auswirkungen dieser Druckanregung auf das Schwingverhalten des Rohres abschätzen zu können, wurde der Zusammenhang zwischen Frequenz und Geschwindigkeit ebenfalls in das Bild 35 eingetragen. Während

hier lediglich die Peaks der Kraft-Leistungs-Spektren ausgewertet wurden, sind bei BUBLITZ /12, 13/ und JONES et al. /43/ die kompletten PSD für den ruhenden und den schwingenden Einzelzylinder abgebildet.

Analysiert man die Drucksignale auf Frequenzanteile und ordnet die Leistungsspektren über dem Umfang an, so erhält man einen anschaulichen Überblick über das Wechsellruckgeschehen am Rohr (siehe auch BUBLITZ /12, 13/). Bild 38 zeigt diese Anordnung bei zwei Re-Zahlen. Bild 38 unten entspricht der Anregung in der 1. Wirbel-Resonanz mit dem Grundton ( $Re_{\infty} = 1,6 \times 10^4$ ), während Bild 38 oben die Verhältnisse bei einer höheren Geschwindigkeit ( $Re_{\infty} = 5,5 \times 10^4$ ) zeigt. Wegen Symmetrie auf der Rohrober- und Unterseite wurde nur eine Rohrhälfte dargestellt.

Man sieht an der Darstellung für Resonanz (Bild 38 unten), daß im vorderen Staupunkt die Druckschwankungen des Gebläses von 42,0 Hz (entsprechend  $420 \text{ min}^{-1}$ ) vorherrschen und um den ganzen Rohrumfang herum meßbar sind. Der von der Wirbelablösung herrührende Peak von 34,25 Hz wächst bis zum Hauptspannquerschnitt an, um sich danach wieder unter zunehmendem Rauschen zu verringern. Erst im Heck des Zylinders wird die von beiden Seiten durch Wirbelablösung hervorgerufene doppelte Wirbelfrequenz gemessen. Sie war an keinem anderen Umfangswinkel feststellbar.

Bei einer Anströmgeschwindigkeit von  $u_{\infty} = 22,8 \text{ m/s}$  ( $Re_{\infty} = 5,5 \times 10^4$ ) ist wieder eine nadelartige Spitze des Gebläseschalls (151 Hz) zu sehen. Der Peak der Wirbelablösung ist gegenüber der unteren Bildhälfte zu höheren Frequenzen (116 Hz) verschoben. Die Wirbelablösung wird schon in den vorderen Rohrpartien von zunehmendem Rauschen begleitet. Der Peak der Wirbelablösung konnte durch Vergleich mit der im Heck des Zylinders angebrachten Hitzdrahtsonde eindeutig identifiziert werden. Auch hier trat die höchste spektrale Leistungsdichte am Hauptspannquerschnitt auf, während die größten Druckschwankungen auf der Rohrrückseite ( $p_7$ ) gemessen wurden. Die doppelte Wirbelfrequenz war wieder bei  $p_7$  ( $\varphi = 180^\circ$ ) feststellbar.



#### 7.4.5 Autokorrelationsfunktionen der Umfangsdrücke

Wie in Abschnitt 5.2 besprochen, gibt die Autokorrelationsfunktion bei einer Zeitverschiebung um  $\tau$  Aufschluß über die Ähnlichkeit einer Zeitfunktion mit sich selbst. Die Autokorrelationsfunktion eines rein harmonischen Signals ergibt stets eine Cosinus-Funktion, während ein Rauschsignal von einem Anfangswert bei  $\tau = 0$  schnell auf kleine Werte fällt. Bild 39 zeigt die Autokorrelationsfunktionen für sieben Druckmeßstellen am halben Rohrumfang bei zwei Geschwindigkeiten (vergl. BUBLITZ /12, 13/). Im Stau-punkt wird die Schwingungszeit der Kurven von den Frequenzen der Gebläse-Druckschwankungen beeinflusst, während ab  $\varphi = 60^\circ$  Wirbelablösung feststellbar ist. Der quadratische Mittelwert der Schwankungen ist bei  $\varphi = 90^\circ$  ( $p_4$ ) am größten und ist generell in der oberen Bildhälfte wesentlich größer als in der unteren.

Werden ein harmonisches und ein Rauschsignal überlagert, so sind die einzelnen Anteile besonders gut durch die Autokorrelationsfunktion identifizierbar. Die Cosinus-Funktion ist um den Bereich  $\tau = 0$  herum um das Rauschsignal nach oben verschoben. Die Amplituden nehmen mit zunehmender Zeitverschiebung  $\tau$  ab. Dieser Sachverhalt wurde in der unteren Bildhälfte bei  $p_6$  gestrichelt eingetragen. In beiden Meßpunkten  $p_7$  ist der starke Rauschanteil gut zu erkennen. Die Kurven der oberen Bildhälfte, die für größere Strömungsgeschwindigkeiten gelten, zeigen starke Amplitudenabnahmen, was nach BENDAT/PIERSOL /6/ als Schmalbandrauschen zu interpretieren ist. Das Rauschen steigt also bei zunehmender Strömungsgeschwindigkeit stark an.

#### 7.4.6 Angreifende Kräfte und Systemantwort als Funktion der Re-Zahl

Der aus den Komponenten  $F_y$  und  $F_x$ , bzw. deren dimensionslosen Kraftkoeffizienten  $C_y$  und  $C_x$  (Definition siehe Abschnitt 8.4) gebildete Betrag des Kraftvektors  $|F|$  (in dimensionsloser Form  $C$ ) wurde in Bild 40 über der Reynolds-Zahl  $Re_\infty$  in dimetrischer Darstellung aufgetragen.

$\bar{C}$  bedeutet den statischen Kraftkoeffizienten, der mit einem Vorzeichen behaftet ist und somit in allen vier Quadranten liegen kann.  $C'$  bedeutet den auf den statischen Koeffizienten aufgesetzten, stets positiven Wechselkraftkoeffizienten (RMS-Wert), an dem keine Lage in einem Quadranten abgelesen

werden kann. Der nach oben negative Auftriebskoeffizient  $C_y$  ist eine Folge der Berechnung der Kräfte aus den Drücken, wobei ein oben am Rohr angreifender starker Unterdruck (negativer Druck) eine Kraft nach oben bewirkt. Bild 42 zeigt zur Entnahme der errechneten Werte die gleiche Darstellung der Koeffizienten in Kartesischen Koordinaten. Hier wurde noch zusätzlich die mit der Grundfrequenz des Rohres  $f_0$  und dem Durchmesser  $D$  "reduzierte Geschwindigkeit"  $u_{red}$  eingetragen.

$$u_{red} = \frac{u_{\infty}}{f_0 \cdot D} \quad (7.42)$$

Aus den Bildern ist zu ersehen, daß die statische Kraft hauptsächlich in Widerstandsrichtung (x-) weist. Der Widerstandskoeffizient liegt etwa bei einem Wert von  $\bar{C}_x \approx 1,3$  und ist im Vergleich zu in der Literatur (FÖRSCHING /25/, HÖLZEL /41/) angegebenen Werten von 1,2 leicht überhöht (Bild 44). Korrigiert man den Koeffizienten wegen der Kanalversperrung durch das Einzelrohr nach der Gleichung von ALLEN und VINCENTI /2/, so ergibt sich der übliche Wert von  $\bar{C}_x \approx 1,2$ . Die geringe statische Auftriebskomponente ist wahrscheinlich auf leichte Schiefanströmung des Rohres zurückzuführen. Der Wechselkraftanteil weist hauptsächlich in die vertikale Richtung quer zur Strömung und hat in Strömungsrichtung nur einen kleinen Anteil. Während in Auftriebsrichtung Werte von  $0,52 \leq C'_y \leq 0,63$  gemessen wurden, betrugen sie in Widerstandsrichtung im Mittel nur  $C'_x \approx 0,15$ . Die Werte stimmen recht gut mit denen von HUMPHREYS /42/ angegebenen Größen von  $C'_L \approx 0,6$ , bei Re-Zahlen zwischen  $10^4$  und  $10^5$  und einem Turbulenzgrad von 1% überein.

Ähnliche Bilder wie die für die Kraft werden für den mit dem Rohrdurchmesser dimensionslos gemachten Schwingweg  $s$ , mit dessen Komponenten in vertikaler Richtung ( $y/D$ ) und in Widerstandsrichtung ( $x/D$ ) angegeben (Bilder 41 u. 43), so daß gilt:

$$|s| = \sqrt{\left(\frac{x}{D}\right)^2 + \left(\frac{y}{D}\right)^2} \quad (7.43)$$

Der statische Anteil des Signals wurde analog zur Kraft mit  $\bar{s}$  und der dynamische mit  $s'$  bezeichnet. Am Verlauf der statischen Verschiebung  $\bar{s}$  erkennt man das quadratisch zunehmende Ausweichen des Rohres in Widerstandsrichtung bei zunehmender Anströmgeschwindigkeit. Die dynamischen Komponenten der Schwingwege weisen hauptsächlich in die vertikale (Auftriebs-) Richtung. Bei der kleinsten Re-Zahl erkennt man die Reaktion des Rohres auf den Resonanzzustand. Die Resonanzspitze wurde nur an dem höchsten Punkt gemessen und der etwaige Verlauf in Bild 43 gestrichelt eingezeichnet.

### 7.5 Anregungsmechanismen beim Einzelrohr

Bei Queranströmung des Einzelrohres wurde die Druckverteilung als die Ursache für das Auftreten von Rohrschwingungen im mittleren Rohrquerschnitt gemessen. Aus der zeitgleichen Darstellung der gemessenen Werte Druck, Schwingweg und Wirbelablösung, sowie den aus den Drücken errechneten Kräften, konnte eine Einsicht in das Druckgeschehen am Rohr geschaffen werden. Analysen der gemessenen elektrischen Signale gaben zusätzlich Aufschluß über deren Informationsinhalt. Die Queranströmung des Einzelrohres führt zur wechselseitigen Wirbelablösung, die im Heck des Rohres mit einem Hitzdraht meßbar ist. Dadurch entsteht eine quasiperiodische Wechselkraft senkrecht zur Strömungsrichtung. Durch Vergleich der Hitzdraht- und Kraftmessungen und besonders deren Frequenzanalysen kann wegen der Gleichheit der Strouhal-Zahlen geschlossen werden, daß der hier auftretende schwingungsanfachende Mechanismus aus der Wirbelablösung herrührt. Bei höheren Geschwindigkeiten spielt zunehmend die anwachsende Turbulenz eine Rolle. Für Berechnungen muß daher zusätzlich zur Wirbelerregung die Anregung durch Buffeting berücksichtigt werden. Die Wirbelablösung veranlaßt das Rohr zu Schwingungen in dessen Eigenfrequenzen, sowie mit der Frequenz der Erregung. Bei Resonanz mit der Grundfrequenz traten in den Versuchen die größten Schwingungsamplituden auf, so daß hier mit der größten Rohrbruchgefahr zu rechnen ist. Diese Ergebnisse sind aus der Literatur hinreichend bekannt und dienen als Bestätigung des hier angewendeten Meßverfahrens.

## 8. FLUCHTENDE ROHRBÜNDEL

### 8.1 Übersicht und Versuchsaufbau

Im vorigen Kapitel wurden Messungen am Einzelrohr beschrieben, deren Ergebnisse vorher bekannt waren. Das verwendete Meßrohr wurde nun unverändert in verschiedene Rohrbündel eingebaut, um auch hier mehr Klarheit über das Druckgeschehen und, daraus abgeleitet, die schwingungsanfachenden Mechanismen zu gewinnen.

Der hiesige Versuchsaufbau beschränkt sich auf fluchtende Rohranordnungen mit ausschließlich quadratischen Teilungen. Wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, konnten mittels des Stahlgestells und der seitlichen massiven Stahl-Tragplatten Rohrteilungen von  $t/D = 2,88; 2,30; 1,44$  und  $1,15$  verwirklicht werden. In einer Rohrreihe befanden sich 9, 7, 4 oder 3 Rohre. Es konnten bei den engen Teilungen 5 Rohrreihen und bei den großen Teilungen 3 Rohrreihen eingebaut werden. Jede Rohrreihe war zur Wand hin mit zwei Halbrohren abgeschlossen. Unter Berücksichtigung dieser Halbrohre ergab sich ein Blockierungsverhältnis des Strömungsquerschnittes in Anlehnung an Gl. 7.40 zu

$$B = \frac{H}{H - (n + 1) \cdot D} \quad (8.44)$$

Die Blockierungsverhältnisse sind in Bild 45 tabellarisch aufgeführt.

Aus der Literatur (z.B. GROSS / 33/) war bekannt, daß die schwingungsfährdetsten die ersten Rohrreihen sind und hiervon oftmals die 2. Reihe. Daher wurde das Meßrohr bei jeder Bündelteilung in die Mitte der 2. Rohrreihe (2. RR) und anschließend in die 1. RR eingebaut, da diese in Strömungsrichtung davor lag.

Die Rohre hatten keine Verbindung mit dem Windkanal und waren lediglich in den äußeren Tragplatten massiv gelagert. Die Kanalwand wurde beidseitig durch Acrylglasplatten gebildet, die eine Sichtkontrolle der schwingenden Rohre ermöglichten und deren Bohrungen als Amplitudenbegrenzung wirkten. Alle Rohre außer dem Meßrohr waren als Dummy-Rohre ausgebildet, welche die gleiche Biegefrequenz wie das Meßrohr von 35 Hz ( $\Lambda = 0,040$ ), jedoch eine etwas geringere Dämpfung besaßen ( $\Lambda = 0,036$ ). Gegenüber den Einspannungen

des Einzelrohres mit Rohrverschraubungen wurden im Bündel Klemmstopfen verwendet, die eine harte Einspannung verbunden mit einer Frequenzerhöhung darstellten. Die Ausrichtung des Meßrohres geschah optisch durch Gleichstellung zweier Kreuze auf dem Rohr und einer Acrylglasplatte.

Zur Kompensation des großen statischen Druckes vor dem Bündel wurde dieser Druck über eine abgedichtete Schlauchleitung in das Meßrohrinnere geleitet. Die Differenzdruck-Aufnehmer mußten dadurch lediglich die Wechseldrucksignale verarbeiten. Dieser statische Druck wurde für beide Messungen in der 1. und in der 2. RR benutzt. Der höhere Rohrinrendruck beeinflusste die Berechnung der Kräfte nicht, da sich eine von allen Druckaufnehmern gleichzeitig gemessene statische Druckdifferenz in allen Richtungen zu Null addiert.

Der Signalfluß entsprach dem des Einzelrohres, d.h. Aufzeichnung aller zeitvariierender Größen auf Magnetband und anschließendem Ausschreiben auf Papier, bzw. Analysieren vom Band.

## 8.2 Instationäre Parameter Druck, Schwingweg und Kraft im Zeitbereich

Wie bei den Einzelrohrmessungen wurden die zeitabhängigen Parameter parallel auf Thermopapier ausgeschrieben. Dabei entspricht die Reihenfolge und Bezeichnung der Spuren ebenfalls der in Abschnitt 7.4.1 besprochenen, mit der Ausnahme, daß hier keine Wirbelablösung mittels Hitzdraht gemessen wurde.

Die folgenden Bilder 46 bis 58 sind nach Rohrteilungen vom Größeren zum Kleineren hin geordnet und sollen in Verbindung mit den sich anschließenden Koeffizientendarstellungen und Frequenzanalysen eine Einsicht in die Verhältnisse von Bündelumströmungen und den Rohrreaktionen vermitteln.

### $t/D = 2,88$ (3x3-Anordnung)

Wird das Meßrohr in die 1. Rohrreihe gesteckt, so ist aus Bild 46 ersichtlich, daß die vorliegenden Verhältnisse der Resonanz mit der Grundfrequenz gut vergleichbar mit denen des Einzelrohres sind. Die nicht genau die Grundfrequenz des Meßrohres getroffene Wirbelablösefrequenz führt zu unregel-

mäßigen Schwebungen im vertikalen Schwingwegverlauf. In der 2. RR in Bild 47 ist zu erkennen, daß die Turbulenz im Verhältnis zur 1. RR zugenommen hat. Das Rohr antwortet mit Schwebungen durch Wirbelablösung. Hervorgerufen durch das Turbulenzangebot wird jedoch kein Rohrstillstand mehr erreicht, sondern es bleibt eine Mindestamplitude erhalten.

$t/D = 2,30$  (4x3-Anordnung)

In Bild 48 sind wieder die Verhältnisse für die Resonanz der Wirbelablösung mit dem Grundton wiedergegeben (1. RR). Die Wirbelablösung ist schon an den Druckspuren zu erkennen. Im Staupunkt treten kaum Schwankungen auf. An vergleichbaren symmetrischen Meßstellen sind auch vergleichbare und im Heck starke Schwankungen mit höheren Frequenzen zu beobachten. Das Rohr schwingt mit konstanter Amplitude in seiner Eigenfrequenz. Da bei den vorkommenden geringen Dämpfungen der Resonanzzustand mit Schwebungen verknüpft sein müßte, wird die konstante Amplitude mit einer der Wirbelablösung überlagerten Rohrkopplung (vergl.  $t/D = 1,15$  und Abschnitt 8.8) erklärt.

Bei erhöhter Geschwindigkeit entsteht für die Resonanz mit dem 1. Oberton (2. Wirbelresonanz) eine Ähnlichkeit mit dem Einzelrohr. Die Schwebungen sind unregelmäßig. Die Wirbelanregung ist der dominierende Mechanismus. Das Rohr reagiert darauf mit Kippschwingungen (1. Oberton) und geringen Parallelschwingungen (Grundton). Die Überlagerung beider Schwingungen ist in Bild 49 (Pfeil) zu sehen. Die Kopplung spielt keine Rolle mehr, da sie stets in Verbindung mit Grundschiebungen auftrat.

In der 2. Reihe erkennt man bei Resonanz mit dem Grundton verrauchste, jedoch noch periodisch wechselnde Druck-Signale (Bild 50). Dieses wird besonders in der Detailvergrößerung (Bild 51) deutlich. Die Schwingweg-Amplitude wird durch eine Phasenverschiebung nahe  $0^\circ$  gegenüber der periodisch wechselnden Kraft durch Wirbelablösung aufrechterhalten (vergl. Abschnitt 5.1). Die Amplitude ist aufgrund der Kopplung nur mit schwachen Schwebungen behaftet. Die Verhältnisse bei gesteigerter Anströmgeschwindigkeit sind ähnlich denen in der 1. RR, jedoch ist die Turbulenz durch die Abschattung des vorgelagerten Rohres wesentlich größer.

$t/D = 1,44$  (7x5-Anordnung)

Bei dieser Teilung konnte in der 2. RR ein plötzlicher Schwingungseinsatz bei  $Re_g = 6,8 \times 10^4$  beobachtet werden, bei dem die vertikalen Amplituden bis auf 6 mm anwuchsen (siehe auch KÖNIG/GREGORIG /46/; TANAKA et al./64/; HEINECKE /39/). Es wurden die Verhältnisse vor und nach dem Einsatz beobachtet und zu dessen Demonstration die Anströmgeschwindigkeit während des Versuchs langsam über den Einsatzzpunkt hinweg gesteigert (Bild 52). Vor der Schwingungsanfachung ist weder in den Drücken noch in den berechneten Kräften ein harmonisches Signal zu erkennen. Trotzdem wächst die Schwingung bei Überschreitung des Einsatzzpunktes plötzlich an. Da aufgrund der quasi-statischen Messungen von GROSS /33/ eine Schwingungsanfachung infolge Galloping vermutet wurde, mußte eine antreibende Kraft vorhanden sein. Die Detailvergrößerung der ersten Phase des Einschwingvorganges (Bild 53) zeigt jedoch nur Rauschen und keinen Hinweis auf eine harmonische Kraft. Erst die Vergrößerung eines Zustandes zu späterer Zeit mit größeren Amplituden (Bild 54) läßt deutliche, mit wachsender Amplitude steigende harmonische Komponenten in der Auftriebskraft (Spur 17) erkennen. Ein Vergleich der Phasenlagen zwischen vertikaler Kraft und Weg bestätigt eine Phasenverschiebung von  $+\pi/2$ , die zur Amplitudenvergrößerung mit maximaler Energie notwendig ist. Ein weiteres Indiz für die Anregung durch Galloping ist die erst durch die Schwingungen entstehende und mit zunehmender Amplitude anwachsende Kraft. Sie ist zwar in Bild 53 schon vorhanden, jedoch noch nicht meßbar.

Auch wenn alle Nachbarrohre blockiert wurden, war der Schwingungseinsatz zu beobachten, so daß man von einer Unabhängigkeit von der Bewegung der Nachbarn sprechen kann. Der Einsatzzpunkt war jedoch etwas zu höheren Strömungsgeschwindigkeiten verschoben. Dies wird auf den kleinen Einfluß des vor dem Meßrohr liegenden Rohres zurückgeführt, das durch seine Bewegungen den Anströmwinkel des hinteren Rohres geringfügig verändert. Diese Aussagen über Galloping-Erregung bedeuten nicht, daß nicht die Amplituden durch Rohrkopplung mit den Nachbarn vergrößert werden könnten, wie in Abschnitt 8.8 gezeigt wird.



Als Anregungsmechanismus für die größten aller beobachteten Schwingungen kann somit die von GROSS /33/ beschriebene und statisch gemessene Anregung durch Galloping bestätigt werden. Die in der Gleichung 2.2 für die Berechnung der kritischen Galloping-Geschwindigkeit enthaltene Konstante  $K$  lag mit  $K = -4,3$  nahe an den von GROSS angegebenen Werten. Die kritische Galloping-Geschwindigkeit im engsten Strömungsquerschnitt betrug  $u_{g \text{ krit}} = 2,71 \text{ m/s}$ . Nach dem Einschwingen wurde eine gleichbleibend große Amplitude gemessen, die nach FÖRSCHING /25/ auf aerodynamische Nichtlinearitäten zurückzuführen ist. In der 1. RR war die Druck- und Wegdynamik oberhalb des Einsatzpunktes vergleichsweise harmlos.

Frequenz- und Korrelationsmessungen vor dem Schwingungseinsatz ergaben keinen Hinweis auf Wirbelablösungen. Bei der gewählten engen Teilung wurden diese durch die Nähe der Nachbarn verhindert und kamen für eine Anregung nicht in Frage. Zu ähnlichen Ergebnissen gelangte auch schon HEINECKE /38/, der bei Druckmessungen mit Mikrofonen in fluchtenden Bündeln mit verschiedenen engen Teilungen keine Wirbelpeaks feststellen konnte.

#### $t/D = 1,15$ (9x5-Anordnung)

Bei der 9x5-Anordnung waren die Rohre so dicht gepackt, daß nur ein Zwischenraum von 5,7 mm zwischen ihnen verblieb. Dadurch waren die Versuche in der Wahl der Anströmgeschwindigkeit beschränkt, da die weich aufgehängten Rohre sehr schnell aneinanderschlügen. Es wurde daher eine einzige Geschwindigkeit so gewählt, daß einerseits größtmögliche Schwingungsamplituden auftraten, andererseits aber alle Rohre frei beweglich waren.

Durch Frequenzanalysen konnte festgestellt werden, daß unabhängig von der Anströmgeschwindigkeit stets die Grundfrequenz der Rohre in den Umfangedrücken auftrat. Aufgrund der Annahme, daß die Druckaufnehmer die vom Rohr selbst erzeugten Druckschwankungen maßen, wurde das Rohr arretiert. Die Schwankungen mit der Grundfrequenz waren immer noch in den Drücken zu finden. Es wurde gefolgert, daß die Druckpulsationen nur von den Nachbarrohren auf das Meßrohr übertragen werden konnten. Der Versuch wurde derart umgekehrt, daß das Meßrohr frei schwingen konnte und die unmittelbaren Nachbarrohre blockiert waren. Jetzt waren die Druckschwankungen mit der Grundfrequenz nicht mehr festzustellen, und es wurde lediglich Rauschen

gemessen. Für den Fall der frei beweglichen Rohre zeigen die Bilder 55 und 56 große Schwingungsamplituden. Werden die Nachbarrohre blockiert, so ist die Schwingung in der 1. RR und der 2. RR gestört (Bilder 57 und 58) und die Amplituden wesentlich kleiner. Der hier vorliegende Anregungsmechanismus durch fluidelastische Kopplung wird näher in Abschnitt 8.8 besprochen.

### 8.3 Gleich- und Wechseldruckverteilungen über dem Zylinderumfang

Die von jedem Versuch gespeicherten Drucksignale wurden elektrisch auf Gleich- und Wechselanteile untersucht. Ein Digitalvoltmeter eliminierte die Wechselanteile mit 80 dB-Dämpfung. Ein Wechselspannungsmesser maß den RMS-Wert des Signals und unterdrückte dabei den Gleichdruckanteil. Die so gewonnenen Größen wurden mit dem Eichfaktor umgerechnet und nach den folgenden Gleichungen wie üblich normiert (vergl. Gl. 7.38 und 7.41).

$$\bar{c}_{pi} = \frac{\bar{p}_i - p_\infty}{q_g} \quad (8.45)$$

$$c'_{pi} = \frac{p'_{i \text{ RMS}}}{q_g} \quad (8.46)$$

Auf diese Weise ließen sich die Druckbeiwerte anschaulich in Polar-Koordinaten auftragen, so daß der Zylinderumfang die Abszisse bildete. Positive Beiwerte wurden nach innen und negative nach außen aufgetragen (Bild 59) (vergl. SUZUKI et al. /63/).

Die nicht überall in der Literatur übliche Normierung mit einem einzigen statischen Druck vor dem Bündel und dem Staudruck im engsten Querschnitt hat den Vorteil, daß die Druckgrößen der 1. und der 2. RR direkt vergleichbar sind, da hier der tatsächlich vorhandene Druck dimensionslos abzulesen ist. KOSTIC /47/ wählte dagegen eine Darstellung, bei der die Beiwerte jeweils auf den Staudruck jedes Rohres bezogen waren. Im Staupunkt erschien dann stets ein Wert von  $\bar{c}_p = +1$ . Bild 59 zeigt die Druckverteilungen um zwei Rohre jeweils in der Mitte der 1. und 2. RR der kompletten Bündel bei vier Teilungsverhältnissen. Es bedeutet die innere durchgezogene Linie

den maximal und die gestrichelte Linie den minimal gemessenen statischen Druckbeiwert, da eine leichte Abhängigkeit von der Re-Zahl auftrat (vergl. BATHAM /5/). Auf die statischen Druckbeiwerte wurden die dynamischen nach außen aufgesetzt und durch Schraffur gekennzeichnet. Die dynamischen Beiwerte schwankten unerheblich mit der Re-Zahl, so daß hier der maximale Wert aufgetragen wurde.

Man erkennt, daß bei der größten Teilung ( $2,88 \times D$ ) die Kurvenverläufe der 1. RR denen für das Einzelrohr sehr ähnlich sind. Im Staupunkt wird aufgrund der Normierung mit  $q_g$  kein statischer Wert von +1 erreicht. Die größte Strömungsgeschwindigkeit, und damit der größte Unterdruck, tritt bei Winkeln  $\varphi < \pm 90^\circ$  auf. Das Rohr der 2. RR der Teilung  $2,88 \times D$  zeigt einen nahezu elliptischen Druckverlauf. Der statische Unterdruck ist jedoch bei den Umfangswinkeln  $\varphi \approx \pm 30^\circ - 40^\circ$  durch die vom vorgelagerten Rohr über ein Totwasser leicht nach innen gebeugte Hauptströmung etwas verringert (Strömungsbilder siehe TURNER/EASTOP /68/; ZHUKAUSKAS /71/). An dieser Stelle haben die Druckschwankungen auch ihre größte Energie (RMS-Wert). Im vorderen und hinteren Staupunkt sind die Schwankungen zwar groß, deren Energieinhalte jedoch klein. Dieses größte aller gemessenen Teilungsverhältnisse weist auch die größten  $c_p'$ -Werte auf, da hier offensichtlich Wirbelablösung auftrat. Die Werte sind in der 2. RR größer als in der 1. RR (siehe auch Bilder 74 und 75).

Wird die Teilung auf  $2,30 \times D$  verringert, so erkennt man prinzipiell die gleichen Verläufe wie bei  $2,88 \times D$ , jedoch ist die Kurve zunehmend bei  $\varphi \approx \pm 40^\circ$  eingebeult.

Die beiden Darstellungen für  $t = 1,44$  und  $1,15 \times D$  zeigen, daß sich die Umströmung der Rohre durch die enge Nachbarschaft der seitlichen Rohre zu einer Kanalströmung ausgebildet hat. Die Druckverteilungen in der 1. RR weichen jetzt stark von der des Einzelrohres ab. Die schmalen Bänder der instationären Drücke weisen auf eine Unterdrückung der Wirbelablösung zugunsten der Turbulenz hin. Diese ist wesentlich energieärmer als die Druckschwankungen durch Wirbelablösung. Die Rohre in der 2. RR zeigen bei Annäherung der Nachbarn zunehmend stärker die oben erwähnte Einbuchtung durch das Auftreffen der Hauptströmung. Bei der Teilung  $1,44 \times D$  wurden zwei Druckverteilungen für den Zustand unterhalb des Schwingungseinsatzes (fein schraffiert) und bei voll ausgeprägter Schwingung (grob schraffiert)

eingezeichnet.

#### 8.4 Gerechnete Kraftkoeffizienten als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit

Die vom Analogrechner nach den Gleichungen 4.9 und 4.10 bzw. 4.15 und 4.16 berechneten bezogenen Kraftkomponenten lassen sich, wie in der Aerodynamik üblich, auch mit Hilfe eines Proportionalitätsfaktors zum Staudruck und einer Querschnittsfläche angeben. Bei Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit ist

$$F_y(t) = C_y(t) \cdot 2 \cdot R \cdot L \cdot q_g \quad (8.47)$$

bzw. 
$$F_x(t) = C_x(t) \cdot 2 \cdot R \cdot L \cdot q_g \quad (8.48)$$

Da die Integrale der Gleichungen 4.9 und 4.10 vom Analogrechner berechnet werden, ergeben sich die Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten zu

$$C_y(t) = \frac{\int_0^{2\pi} p(\varphi, t) \sin \varphi d\varphi}{2 \cdot q_g} \quad (8.49)$$

$$C_x(t) = \frac{\int_0^{2\pi} p(\varphi, t) \cos \varphi d\varphi}{2 \cdot q_g} \quad (8.50)$$

d.h., daß die berechneten Werte durch den doppelten Bezugsstaudruck dividiert werden müssen. (Die Bezeichnung Auftrieb und Widerstand für die y- und x-Richtung ist nicht ganz exakt, da z.B. der Auftrieb laut Definition senkrecht auf der Anströmung steht. Diese weicht aber aufgrund der durch die Schwingung erzeugten Relativanströmung ständig von der x-Richtung ab. (Siehe Abschnitt 2.3 und FÖRSCHING /25/). Der Einfachheit halber sollen jedoch die Bezeichnungen auch weiterhin für die streng definierten x- und y-Achsen angewendet werden). In den Bildern 60 und 61 sind die so berechneten Kraftkoeffizienten in dimetrischer Darstellung über der Reynolds-Zahl aufgetragen. Dabei wird die Vorstellung der zwei hintereinander

liegenden Rohre im Bündel bei der Anströmung in Pfeilrichtung beibehalten. Die Werte des Rohres in der 1. RR wurden mit dem Index 1 und die des Rohres in der 2. RR mit 2 versehen. Die statischen Beiwerte wurden mit einem Querstrich und die dynamischen mit einem Beistrich kenntlich gemacht. Die statischen Werte konnten unter Berücksichtigung ihrer Vorzeichen in den entsprechenden Quadranten gezeichnet werden, während die dynamischen RMS-Werte stets positiv waren und folglich nur im 1. Quadranten dargestellt werden konnten. Man erkennt, daß die statischen Kraftkoeffizienten von der Widerstandsrichtung abweichen, also einen Auftriebsanteil besitzen. Er ist vermutlich durch Teilungsungenauigkeiten und daraus folgender Schiefanströmung der Rohre entstanden. Dieses Umklappen der Druckverteilung bei Schiefanströmung ist aus der Literatur (HEINECKE /39/; SUZUKI et al./63/) bekannt.

Die Darstellung der Teilungen 2,88 und 2,30 x D zeigt bei steigenden Re-Zahlen einen größeren statischen Auftriebs- als Widerstandskoeffizienten. Letzterer kann sogar negativ sein. Die dynamischen Kraft-Koeffizienten waren in der 2. RR größer als in der 1. RR. Bei dem Bündel mit der Teilung 1,44 x D wächst die dynamische Kraft in der 2. RR nach Überschreiten der kritischen Geschwindigkeit durch das Auftreten von Galloping-Schwingungen an ( $Re_g = 6,8 \times 10^4$ ). Sie wird mit zunehmender Amplitude größer. In den Bildern 61 und 63 wurde hierfür der Wert des eingeschwungenen Zustandes eingezeichnet. Bei der kleinsten Teilung 1,15 x D konnten nur die Koeffizienten einer einzigen Geschwindigkeit angegeben werden. In der 2. RR wurde jedoch zwischen blockierten und frei schwingenden Nachbarrohren unterschieden. Die anregenden Kräfte sind hier aufgrund der fluidelastischen Kopplungseffekte bei frei schwingenden Nachbarrohren größer. Zum Ablesen der gemessenen Werte sind in den Bildern 62 und 63 die gleichen Kurvenverläufe 2-dimensional dargestellt. Hierin wurde zusätzlich die für alle Bündelversuche gültige reduzierte Geschwindigkeit

$$u_{g \text{ red}} = \frac{u_g}{f_0 \cdot D} \quad (8.51)$$

angegeben (vergl. Gl. 7.42).

### 8.5 Gleich- und Wechselanteile der gemessenen Schwingwege

Ähnlich den im vorigen Abschnitt besprochenen Kraftkoeffizienten werden auch die Schwingwege in dimetrischer Darstellung gezeigt (Bilder 64 und 65). Dabei sind die mit dem Durchmesser  $D$  dimensionslos gemachten Verschiebungen auf den Achsen zu ihrer Resultierenden  $s$  nach Gl. 7.43 zusammengefaßt. In der 1. RR ist besonders das mit zunehmender Re-Zahl parabolische Ausweichen des Rohres auffällig. Es ist eine Folge der wachsenden Widerstandskraft. Die Wannenform der Kurven bei  $t = 2,88 \times D$  und  $2,30 \times D$  ist auf die Schwingungszustände in Resonanz mit der hier vorherrschenden Wirbelablösung zurückzuführen. Dabei kann es vorkommen, daß die größten Schwingungsamplituden nicht bei der Resonanz mit der Grundfrequenz, sondern bei höheren Geschwindigkeiten auftreten ( $t/D = 2,30$ ; 2. RR). Der Grund liegt in der höheren Energiezufuhr durch die Turbulenz und dem gleichzeitigen Resonanzzustand mit dem 1. Oberton. Nach ZDRAVKOVICH und SOUTHWORTH /70/ wächst bei turbulenter Strömung die Amplitude quadratisch mit der reduzierten Geschwindigkeit.

Bei der Teilung  $1,44 \times D$  ist besonders deutlich der Schwingungseinsatz durch Galloping in der 2. RR zu erkennen, während die Amplituden sich vorher bei steigender Re-Zahl nur leicht durch Turbulenzerhöhung vergrößern. In dem Bild der Teilung  $1,15 \times D$  wurde wieder zwischen blockierten und freien Nachbarrohren unterschieden. Dabei ist besonders in der 2. RR die Zunahme der Schwingungen bei Freiheit aller Rohre ersichtlich. Das Meßrohr schwang dabei in der  $y$ - und  $x$ -Richtung mit nahezu gleichen Amplituden. Entsprechend den Kraftkoeffizienten sind zum Ablesen der Rohrverschiebungen in den Bildern 66 und 67 noch einmal die Werte 2-dimensional dargestellt.

### 8.6 Frequenzanalysen der Kräfte, Schwingwege und Umfangsdrücke

Analog zum Einzelrohr wurden die berechneten Kräfte und Schwingwege auf Frequenzinhalte untersucht und in Abhängigkeit von der Lückengeschwindigkeit  $u_g$  aufgetragen (Bilder 68 und 69). Dabei konnten nur bei den beiden größten Rohrteilungen ( $2,88 \times D$  und  $2,30 \times D$ ) deutliche Energiespektren der Kräfte ermittelt werden. Bei den kleinen Teilungen war überwiegend Rauschen durch Turbulenz zu messen (vergl. HEINECKE /38/). Die so gefun-

denen Frequenzen wurden bei der jeweiligen Geschwindigkeit in das Diagramm eingetragen und lagen nahezu auf einer Geraden. Ein linearer Zusammenhang zwischen Frequenz und Geschwindigkeit bedeutet im untersuchten Re-Zahl-Bereich eine konstante Strouhal-Zahl. Zum Vergleich wurde jeweils eine Gerade mit  $S = 0,155$  eingezeichnet, die den Verlauf der Meßpunkte mit geringsten Abweichungen approximiert (vergl. Gl. 7.39). Die Strouhal-Zahlen sind hier auf die Geschwindigkeit im engsten Querschnitt  $u_g$  bezogen. Sie sind für die Teilungen  $2,30 \times D$  und  $2,88 \times D$  gleich. Der angegebene Wert stimmt mit der von ROSKO /55/ für geometrisch unterschiedliche Körper gefundenen universellen Strouhal-Zahl  $S^* = 0,16$  gut überein. Einen ähnlichen Wert gibt BAI /4/ an ( $S \approx 0,15$ ). Er weist jedoch auf eine Änderung bei kleinen Teilungen hin. Werden die Strouhal-Zahlen auf die Anströmgeschwindigkeit  $u_\infty$  umgerechnet, so ergeben sie sich zu  $S_\infty = 0,27$  für  $2,30 \times D$  und  $S_\infty = 0,24$  für  $2,88 \times D$ . Gleiche Unterscheidungen sind auch bei DYE /23/ zu finden. Die Definition einer Strouhal-Zahl läßt bei den vorhandenen großen Teilungen auf Wirbelablösung schließen, was mit den Aussagen in den vorigen Kapiteln übereinstimmt.

In den 2. Rohrreihen war aufgrund starken turbulenzbedingten Rauschens teilweise keine Widerstandskraft  $F_x$  frequenzmäßig zu bestimmen. Die Frequenzen  $f$  der vom Meßrohr ausgeführten Schwingungen stellen sich im Diagramm in Abhängigkeit von der Lückengeschwindigkeit  $u_g$  als Horizontale dar, so daß man die Grundfrequenz, den 1. und den 3. Oberton ablesen und die Resonanzpunkte bestimmen kann. Um den Einfluß der Druckschwankungen vom Gebläse (Drehklang) auf die Schwingungen des Meßrohres abschätzen zu können, wurde deren Frequenz-Geschwindigkeits-Zusammenhang mit in das Bild eingetragen. Da für die kleinen Teilungen  $1,44 \times D$  und  $1,15 \times D$  keine harmonischen Anteile in der Kraft bestimmbar waren, war eine Darstellung im Diagramm nicht möglich.

Die in Abschnitt 8.2 besprochene Aufzeichnung der Drücke über der Zeit gestattete schon teilweise eine Beurteilung des Druckgeschehens um das Rohr. Zusätzliche Informationen hierüber lieferten Frequenz-Analysen dieser Signale. Es wurde daher bei 2 charakteristischen Teilungen, und zwar  $2,88 \times D$  mit und  $1,15 \times D$  ohne Auftreten von Wirbelablösungen, von jeder gespeicherten Drucksignalspur ein lineares Leistungsspektrum (PSD) aufgezeichnet. Diese wurden so um den Rohrumfang angeordnet, daß eine Zuordnung zu den



entsprechenden Meßstellen "i" möglich war. Dabei wurde auf die Darstellung der unteren Hälfte des Meßrohres aus Symmetriegründen verzichtet (Bilder 70 bis 73).

In Bild 70 ist das Teilungsverhältnis  $t/D = 2,88$  für den Resonanzzustand der Wirbelablösung mit dem Grundton des Rohres ( $Re_g = 2,1 \times 10^4$ ) dargestellt. Die obere Bildhälfte beschreibt die 1. Rohrreihe und die untere die 2. RR. Bei beiden Reihen ist die dominierende Frequenz der Wirbelablösung zu sehen, die bei Meßpunkt 4 ( $\varphi = 90^\circ$ , 1. RR) die größte Energie pro Hertz enthält. Die in den harmonischen Druckschwankungen (Peaks) enthaltenen Energien sind in der 2. RR kleiner als in der 1. RR. In der 2. RR verteilt sich die gesamte in den Signalschwankungen enthaltene Energie in Form von Rauschen mehr auf die übrigen Frequenzen. Die Gesamtenergie der Druckschwankungen ist, wie in Abschnitt 8.7 gezeigt wird, in der 2. RR größer als in der 1. RR. In der 1. RR ist schwach der vom Gebläse verursachte Drehklang mit 40,25 Hz zu erkennen. Hat das Meßrohr unmittelbare Nachbarn, wie in der 2. RR, so üben diese Druckschwankungen mit dem 1. Oberton bei einer Frequenz von ca. 70 Hz auf das Meßrohr aus. In beiden Reihen ist analog zum Einzelrohr im Heck die doppelte Wirbelablösefrequenz festzustellen.

Bei einer Lückengeschwindigkeit von  $u_g = 34,6$  m/s ( $Re_g = 8,4 \times 10^4$ ) sind die Verhältnisse ähnlich, jedoch sind die Wirbelablösungen stärker vermischt (Bild 71). Das oben über die Energien Gesagte trifft auch hier zu. Der Drehklang vom Gebläse ist rund um das Rohr herum meßbar. Die Wirbelfrequenzen der 1. und 2. RR unterscheiden sich etwas voneinander, da die Versuche nacheinander durchgeführt wurden. Teilweise wurde in der 1. RR der 1. Oberton des Drehklanges, sowie der 2. Oberton der Wirbelablösung gemessen. Die doppelte Wirbelfrequenz war hauptsächlich bei Meßpunkt 7 der 1. RR zu messen, während sie bei der 2. RR kaum auftrat. Die Wirbelbildung war hier schon stark durch Turbulenz gestört.

Die Analyse der Teilung  $1,15 \times D$  stellt einen besonders interessanten Fall dar, da bei Freiheit der Nachbarrohre scheinbar willkürlich große Peaks mit dem Rohr-Grundton (35 Hz) auftreten (Bild 72). Besonders in der 2. RR fällt auf, daß bei Meßstelle 2 kaum ein Peak gemessen wird, während die benachbarten Meßstellen solche anzeigen. Die Erklärung kann mit Hilfe des Bildes 73 gefunden werden, bei dem die Nachbarrohre blockiert waren und nur

das Meßrohr schwingen konnte. Die Peaks sind jetzt verschwunden. Es kann daher gefolgert werden, daß sie lediglich von den schwingenden Nachbarn herrührten. Tritt also in Bild 72 an einer Meßstelle kein Peak auf, so bedeutet das, daß das Nachbarrohr in Ruhe war. Da die 1. RR nach vorne keine Nachbarn besitzt, können hier auch keine Peaks gemessen werden. Bei Nachbarschaft, z.B. Meßstelle 4, treten sie sofort auf. Der Mechanismus der fluidelastischen Kopplung ist hier offensichtlich (vergl. Abschnitt 8.2).

### 8.7 Autokorrelationsmessungen der Umfangsdrücke

In Abschnitt 5.2 wurde die Autokorrelationsfunktion vorgestellt und ihre Aussagemöglichkeit in Abschnitt 7.4.5 erwähnt. Hier wird sie auf die Umfangsdrücke angewendet. Die Teilungen und Re-Zahlen sind die gleichen wie bei den Frequenzanalysen ( $t/D = 2,88$ ;  $t/D = 1,15$ ). Bild 74 zeigt ähnliche Verhältnisse wie beim Einzelrohr. Der bei  $\tau = 0$  abzulesende Gesamtenergieinhalt der Druckschwankungen (RMS-Wert) ist in der 1. RR an der Meßstelle 4 am größten, während er in der 2. RR an der Stelle 2 sein Maximum hat. Die Energien in der 2. RR sind größer als in der 1. RR. Der Rauschanteil im Drucksignal ist mit Ausnahme der Rohrrückseite (7) klein. Die Funktionen bei der höheren Geschwindigkeit (Bild 75) sind nach BENDAT/PIERSOL /6/ als Schmalbandrauschen zu interpretieren. Im Heck des 1. Rohres herrscht starke Turbulenz.

Die in Abschnitt 8.6 gemachten Aussagen über die Wirkung der Nachbarrohre auf das Meßrohr bei kleinster Teilung ( $1,15 \times D$ ) werden durch Bild 76 noch erhärtet. Lediglich bei Schwingungen der Nachbarrohre sind Korrelationen der Signale mit sich selbst festzustellen. Bei Stillstand der Rohre (Bild 77) wird nahezu normalverteiltes Rauschen angezeigt. Frequenzuntersuchungen mit höheren als den durchgeführten Frequenzbereichen erübrigen sich daher. Höhere Frequenzen würden sonst in der Autokorrelationsfunktion sichtbar sein. Da die Versuche der 1. und 2. RR zu unterschiedlichen Zeiten durchgeführt wurden, sind die Meßpunkte 7 der 1. RR und 1 der 2. RR nicht miteinander vergleichbar. Die Rohre antworten auf die verrauschte Strömung mit Schwingungen in den Eigenfrequenzen (Buffeting).

### 8.8 Versuche zu fluidelastischen Rohrkopplungen

Die Frequenzanalysen und Autokorrelationsmessungen der Drücke haben besonders bei der Teilung  $1,15 \times D$  die schwingungsmäßige Abhängigkeit der Rohre untereinander gezeigt. Wie in Abschnitt 8.5 und 8.2 besprochen, werden die Schwingungsamplituden durch diese gegenseitige Beeinflussung vergrößert.

Wird ein Rohr eines Bündels aus seiner Ruhelage heraus bewegt, so werden die Strömungsquerschnitte zu den Nachbarrohren verändert. Dadurch entstehen Druckänderungen und Kräfte, die auch die Nachbarrohre aus ihrer Ruhelage heraus bewegen. Die Verschiebung eines Rohres wirkt sich also auf die Nachbarn aus. Ein in seiner Eigenfrequenz schwingendes Rohr regt folglich die Nachbarrohre ebenfalls zu Schwingungen an, so daß man zwischen erregendem und erregtem Rohr nicht mehr unterscheiden kann. Die Rohre haben sich gekoppelt.

Um die Kopplung zu untersuchen, wurden neun benachbarte Rohre der ersten drei Reihen im Bündel einseitig mit je vier DMS versehen, so daß jeweils die Schwingwege in x- und y-Richtung gemessen und zeitgleich auf Band aufgezeichnet werden konnten. Die vier unterschiedlichen Teilungen entsprachen denen der übrigen Bündeluntersuchungen. Die Rohranordnung in Bild 81 zeigt die Spurbezeichnungen der in Bild 78 dargestellten Abhängigkeit der Schwingwege von der Zeit. Bild 78 mit der Teilung  $2,30 \times D$  wurde als Beispiel für ausgeprägte Schwingungsanfachung bei Resonanz mit dem Rohr-Biegegrundton ausgewählt. Ähnliche Aufzeichnungen wurden für alle Teilungen angefertigt. Man erkennt Schwebungsverläufe, die auf nicht einheitliche Anregung in Resonanz hinweisen. Hier machen sich geringe Abweichungen der Rohr-Eigenfrequenzen voneinander bemerkbar. Die Ausschläge sind in der 2. RR in vertikaler Richtung am größten. Lediglich Spur 5 bildet eine Ausnahme. Gibt man gleichzeitig die vertikalen und horizontalen Signale eines Rohres auf einen x-y-Schreiber, so wird die Zeit eliminiert und man erhält eine Lissajous-Figur des Schwingweges  $y(x)$ .

In den Bildern 79 und 80 sind die Lissajous-Figuren der neun Rohre bei vier verschiedenen Teilungen dargestellt. Der Aufzeichnungszeitraum ist für alle Kurven gleich lang gewählt. Legt man durch die Weg-Zeit-Verläufe (z.B. Bild 78) Zeitschnitte, so kann man die momentane Lage jedes Rohres, bezogen auf den Ursprung, angeben. Es wurden bei jeder Teilung drei Zeitpunkte mit 1 bis

3 beziffert und die Lage der Rohre zum besseren Verständnis durch Hilfslinien miteinander verbunden. Die Achsabstände der Rohre sind maßstäblich untereinander vergleichbar, während die Amplituden verschieden sind.

Das Teilungsverhältnis  $t/D = 2,88$  zeigt hauptsächlich vertikale Schwingungen. Zum Zeitpunkt 2 bilden die oberen 2 Rohrreihen eine "Düse", während mit der unteren Reihe ein "Diffusor" gebildet wird. Die Rohre schwingen also gegenphasig. Diese nicht zufällige Kopplung wird noch deutlicher, wenn die Rohre weiter zusammenrücken. Bei  $t/D = 2,30$  ist zu den Zeiten 1 und 2 eine deutliche Kopplung der oberen Rohrreihen zu erkennen. In vertikaler Richtung sind die Amplituden zwar immer noch am größten. Es tritt jedoch auch eine deutliche Schwingung in Widerstandsrichtung auf, so daß geneigte Ellipsen entstehen. Diese sind für aeroelastische Kopplung typisch und aus der Literatur bekannt (CONNORS /21/). Die Pfeile geben den beobachteten Umlaufsinn der Ellipsen an. Bei weiterer Annäherung der Rohre wird der Kopplungsmechanismus verstärkt, da die relativen Querschnittsänderungen größer werden. Ein vergleichbares Bild von Lissajous-Figuren einer Rohrkopplung in einem 4 x 3-Bündel geben TANAKA et al. /64/ an.

Bei der Teilung  $1,44 \times D$  wird nach Überschreiten des Schwingungseinsatzes in der 2. RR eine vertikale Amplitude von 6 mm erreicht. Auch in x-Richtung werden große Schwingwege gemessen. Die Kopplung der oberen beiden Reihen ist zu den Zeiten 1 und 3 gut ausgebildet, während sie mit der unteren Reihe "außer Tritt geraten" erscheint. Die kleinste Teilung zeigt ähnliches Verhalten.

Die in den Bildern angedeuteten Verbindungslinien (Isochronen), ließen sich an weiteren Rohrreihen zu harmonischen Linien fortsetzen. Bei Betrachtung des Bündels mit einer Stroboskoplampe von etwas unterschiedlicher Frequenz zur Rohrgrundfrequenz wurden wellenartige Bewegungen des Bündels beobachtet, die in Strömungsrichtung liefen. Die gezeigten Hilfslinien werden demnach als ein Teil dieser Wellenbewegung angesehen.

Besonders bei den engen Rohrteilungen mit starker Kopplung war es möglich, durch Anhalten irgendeines Rohres das gesamte schwingende Bündel zu beruhigen, da die Kopplung gestört war. Diese Störung der Kopplung wirkte sich sogar bei Anhalten eines Rohres der letzten Rohrreihe entgegen der Strömungsrichtung bis hin zur 1. RR aus. Übrig blieb dann lediglich eine turbulenzerregte Schwingung mit kleinen Amplituden.

### 8.9 Strömungsinduzierte Anregungsmechanismen an fluchtenden Rohrbündeln

---

Das mit zwölf radial angeordneten Druckaufnehmern bestückte Meßrohr befand sich in der Mitte der 1. und 2. Rohrreihe von 4 fluchtenden Bündeln. Die Teilungsverhältnisse betrugen  $t/D = 2,88; 2,30; 1,44$  und  $1,15$ . Bei Beachtung aller gewonnenen Erkenntnisse kann auf folgende schwingungsanfachende Mechanismen geschlossen werden:

Bei großer Entfernung der Nachbarrohre vom Meßrohr wird dessen Umströmung nicht beeinflußt. Es verhält sich infolgedessen wie ein Einzelrohr. Die von ihm ablösenden Wirbel verursachen Wechselkräfte quer zur Strömungsrichtung. Diese Wechselkräfte haben aufgrund der statistisch verteilten Wirbelstärke in ihrer Größe ebenfalls statistischen Charakter. Das Rohr antwortet auf die nahezu harmonische Erregung mit seiner Vergrößerungsfunktion, d.h. es kommt zu ausgeprägten Resonanzerscheinungen, wenn die Wirbelfrequenz mit einer Eigenfrequenz des Rohres zusammenfällt. Bei Nichtübereinstimmung der Frequenzen treten Schwebungen mit unterschiedlichen Amplituden und Periodendauern auf.

Werden die Nachbarrohre in fluchtender Anordnung angenähert, so verhält sich das Rohr in der 1. RR so lange wie ein Einzelrohr, wie seine Wirbelbildung nicht gestört wird. Das stromabwärts liegende Rohr in der 2. RR erhält nicht mehr eine ungestörte, sondern vom davor liegenden Rohr verwirbelte Luft. Die Turbulenz ist erhöht. Das Rohr wird mit schmalbandigem Rauschen beaufschlagt. Haben beide Rohre gleiche Abmessungen, so bilden beide Wirbel gleiche Frequenz. An den am 2. Rohr gemessenen Druckschwankungen ist nicht zu unterscheiden, ob sie vom vorigen Rohr mit der Anströmung kamen oder selbst erzeugt wurden. Die in den Wirbelpeaks enthaltene Energie

ist jedenfalls kleiner als beim ersten Rohr, obwohl die Gesamtenergie der Druckschwankungen zugenommen hat. Der restliche Energieanteil kann folglich nur in der Turbulenz enthalten sein. Das Rohr reagiert auf die Überlagerung von Wirbelablösung und Rauschen mit Schwingungen in den Eigenfrequenzen und der Frequenz der Wirbelablösung. Bei weiterer Annäherung der Rohre im Bündel wird die Wirbelablösung zunehmend unterdrückt. Bei kleinen Teilungen und kleinen Lückengeschwindigkeiten sind daher keine von Wirbeln herrührenden Druckschwankungen mehr zu erkennen. Alle Rohre werden durch Buffeting erregt und antworten darauf mit Schwingungen in den Eigenfrequenzen bei statistisch sich ändernden Amplituden. Die in der Turbulenz enthaltene Energie wird mit zunehmender Rohrreihenzahl breitbandiger (HEINECKE /37/).

Bei Erreichen einer kritischen Geschwindigkeit, steigt die Schwingwegamplitude quer zur Strömung plötzlich steil an. Die beim Einschwingen entsprechend den Amplituden anwachsende Quertriebskraft, eilt dem Schwingweg um etwa  $\pi/2$  voraus. Die hier vorliegende Anregung durch Galloping hat GROSS /33/ durch quasi-statische Messungen nachgewiesen. Um ein Rohr durch Galloping anregen zu können, sind Anfangsschwingungen, z.B. durch Buffeting, notwendig. Die Schwingungsamplituden wachsen auf große, aber endliche Werte, da hier wahrscheinlich aerodynamische Nichtlinearitäten in der Dämpfung auftreten (FÖRSCHING /25/). Ein Rückgang der Amplituden bei weiterer Geschwindigkeitssteigerung, wie er von CLASEN und GREGORIG /19/ beschrieben wurde, konnte mit Rücksicht auf die großen Amplituden und den kostspieligen Meßrohraufbau nicht gemessen werden. Die Galloping-Anregung trat am stärksten in der 2. RR auf. Sie ist nicht von der Bewegung der Nachbarrohre abhängig. Sie funktioniert auch dann noch, wenn die Nachbarn fixiert sind.

Einen weiteren anregenden Mechanismus stellt die fluidelastische Rohrkopplung dar, die um so stärker wirkt, je kleiner die Teilung ist. Voraussetzung für ihr Auftreten ist die Gleichheit der Eigenfrequenzen der Rohre und eine Anfangsschwingung, z.B. hervorgerufen durch Turbulenz (Buffeting). Bei diesen Bedingungen koppeln sich die Rohre, so daß eins das andere mit Druckschwankungen der Eigenfrequenz "ansteckt", bis das ganze Bündel schwingt. Unter stroboskopischem Licht konnte die Kopplung als wellenförmige Bewegung des Bündels sichtbar gemacht werden. Es wurden hauptsächlich Schwingungen mit der Grundfrequenz beobachtet. Durch Störung der Kopplung kann das Bündel beruhigt werden. Die fluidelastische Rohr-

Kopplung wurde stets in Verbindung mit den anderen Anregungsmechanismen festgestellt. So ist z.B. schon bei der Teilung  $2,30 \times D$  neben der Wirbelerregung die Kopplung zu sehen (Bild 79).

Soll ein Rohrbündel auf Schwingungsanfälligkeit berechnet werden, so sind nach den obigen Folgerungen die Erregerkräfte durch Wirbelerregung, Turbulenzerregung und Galloping in Abhängigkeit von der Rohrteilung anzusetzen und der Verstärkungsmechanismus durch fluidelastische Kopplung zu berücksichtigen.



## 9. ZUSAMMENFASSUNG

Zur Klärung der bei Queranströmung von zylindrischen Rohren entstehenden Schwingungsanregung wurde die Umfangsdruckverteilung eines Rohres gemessen. Hierzu wurde ein neuartiges Meßsystem mit piezo-resistiven Miniatur-Druckaufnehmern verwendet. Dieses erlaubte die gleichzeitige Messung von statischen und dynamischen Drücken. Mit Hilfe eines eigens für diesen Anwendungsfall entwickelten Analogrechners wurden aus der Druckverteilung die Kraftkomponenten in Auftriebs- und Widerstandsrichtung, der Vektorbetrag und dessen Angriffswinkel berechnet. Mittels einer Hitzdrahtsonde konnten Wirbelablösungen gemessen werden. Alle Meßsignale wurden simultan auf Magnetband aufgezeichnet.

Für die Versuche stand ein Freistrah-Windkanal für Luft mit einem Radialgebläse zur Verfügung, an dessen Druckseite sich die Meßstrecke befand. Die Reynolds-Zahlen lagen zwischen  $10^4$  und  $10^5$ .

Zur Bestätigung des Meßverfahrens wurden Messungen am schwingenden Einzelzylinder durchgeführt. Der hierbei vorherrschende Anregungsmechanismus durch Wirbelablösungen konnte durch Vergleiche zwischen Hitzdraht-Druck- und Kraftmessungen gezeigt werden (Bilder 27 und 35). Die ermittelten Meßwerte für die Auftriebs- und Widerstandskoeffizienten stimmen mit den in der Literatur angegebenen Werten gut überein (Bilder 42 und 44). An Ein- und Ausschwingvorgängen wurden Phasenverschiebungen zwischen Erregerkraft und Schwingweg untersucht.

Die am Einzelzylinder geprüfte Meßtechnik wurde auf fluchtende Rohrbündel mit den quadratischen Teilungen  $1,15 \times D$ ;  $1,44 \times D$ ;  $2,30 \times D$  und  $2,88 \times D$  übertragen. Die Messungen wurden jeweils in der 1. und 2. Rohrreihe eines Bündels durchgeführt. Aus den gewonnenen Darstellungen für die Druckverteilung (Bild 59), die Kraft- und Schwingwegkoeffizienten (Bilder 60 bis 67), sowie Frequenzmessungen konnte auf die schwingungsanregenden Mechanismen Wirbelerregung, Buffeting, Galloping und fluidelastische Kopplung geschlossen werden.

Die Auswertung der Messungen läßt folgende Aussagen zu:

1. Bei weiten Teilungen entsteht die Erregung hauptsächlich durch Wirbelbildung.
2. Die Wirbelablösung wird bei engen Teilungen unterdrückt.
3. Das Energiemaximum der Wirbelablösung nimmt mit zunehmender Rohrreihenanzahl ab, während der Turbulenzgrad zunimmt.
4. Die Turbulenz bedingt eine statistische Anregung (Buffeting), besonders stromab der 1. Rohrreihe.
5. Eine Erregung durch Galloping ist ab einer kritischen Geschwindigkeit möglich. Sie tritt bevorzugt bei kleinen Teilungen auf.
6. Durch schwingungsbedingte Änderungen des Strömungsquerschnitts koppeln sich schwingende Rohre mit ihren Nachbarn. Die Kopplung ist bei kleinen Teilungen größer. Sie ist anderen Anregungsmechanismen überlagert.
7. Die Kopplung kann sich wellenförmig im gesamten Bündel ausbreiten.

Die in der Literatur angegebenen Maßnahmen zur Verminderung der Schwingungsamplituden in Wärmeaustauschern durch

- a) Erhöhung der Vorturbulenz zur Behinderung der Wirbelbildung und
- b) Frequenzverstimmung der Rohre zur Störung der Kopplung

erscheinen nach den hier vorliegenden Ergebnissen als geeignet.

10. NOMENKLATUR

A	-	Fläche
AT	-	Arcus-Tangens
$c_p$	-	Druckkoeffizient
C	-	Federkonstante
C	-	Kraftkoeffizient
D	-	Rohraußendurchmesser
DC	-	Gleichspannung
f	-	Frequenz
$f_0$	-	Grundton
$f_i$	-	Obertöne
F	-	Kraft
$F_0$	-	Kraftamplitude
G	-	Gewicht
$G_x$	-	Spektrale Leistungsdichte der Funktion x (t)
H	-	Kanalhöhe
i	-	Iterationskonstante
K	-	Galloping-Konstante
L	-	Rohrlänge
m	-	Rohrmasse
n	-	Anzahl der Rohre in einer Rohrreihe
p	-	Druck
PSD	-	Spektrale Leistungsdichte (Power-Spectral-Density)
q	-	Staudruck
Q	-	Kanalbreite
R	-	Rohrradius
Re	-	Reynoldszahl
RR	-	Rohrreihe
$R_{xx}$	-	Autokorrelationsfunktion der Funktion x (t)
s	-	resultierender Schwingweg
S	-	Strouhalzahl, bezogen auf die Geschwindigkeit im engsten Querschnitt
$S_\infty$	-	Strouhalzahl, bezogen auf die freie Anströmung
t	-	Zeit
t	-	Rohrteilung
T	-	Schwingungsperiode

TB	-	Tonbandgerät
$u$	-	Strömungsgeschwindigkeit
$U$	-	Spannung
$\underline{v}$	-	resultierende Strömungsgeschwindigkeit
$W$	-	Widerstandskraft
$X$	-	Schwingweg in Strömungsrichtung
$Y$	-	Schwingweg senkrecht zur Strömungsrichtung
$x, y, z$	-	Rohrachsen
$x_0, y_0$	-	Schwingwegamplituden

### Griechische Buchstaben

$\alpha$	-	Phasenverschiebung
$\beta$	-	Dämpfungsfaktor
$\gamma$	-	Anströmwinkel
$\delta$	-	Abklingkonstante
$\epsilon$	-	Frequenzdifferenz
$\vartheta$	-	Lehr'sche Dämpfung
$\Lambda$	-	logarithmisches Dekrement
$\mu$	-	integraler Mittelwert
$\nu$	-	Anregungskreisfrequenz
$\rho$	-	Luftdicke
$\rho_{xx}$	-	normierte Autokorrelationsfunktion
$\sigma$	-	Standardabweichung
$\sigma^2$	-	Varianz, quadratischer Mittelwert
$\tau$	-	Zeitverschiebungsgröße
$\varphi$	-	Rohrumfangswinkel
$\psi$	-	Kraftangriffswinkel
$\omega_0$	-	ungedämpfte Eigenkreisfrequenz
$\omega_D$	-	gedämpfte Eigenkreisfrequenz

### Indices

A	-	Anregung
A	-	Ausgang
dyn	-	dynamisch
D	-	Dummy-Rohr

g	-	auf den engsten Strömungsquerschnitt bezogen (gap)
krit	-	kritisch
L	-	Auftrieb (Lift)
M	-	Meßrohr
p	-	Druck
red	-	reduziert
Ref	-	Referenz
s	-	Strouhal
st	-	statisch
w	-	Widerstandsrichtung
x	-	auf die Funktion x bezogen
x,y	-	Rohrachsrichtung
$\infty$	-	auf die freie Anströmung bezogen
-	-	Gleichanteil
'	-	Wechselanteil

11. LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ Achenbach, E.  
Distribution of local pressure and skin friction  
around a circular cylinder in cross-flow up to  $Re = 5 \times 10^6$   
J.F.M. 1968, Vol. 34, part 4, pp. 625-639
  
- /2/ Allen, H.S.; Vincenti, W.G.  
Wall interference in a two-dimensional flow wind tunnel with  
consideration of the effect of compressibility  
Nat. Adv. Comm. Aero. Wash. R 782, 1930
  
- /3/ Andritzky, H.K.M.; Greorig, R.  
Ein Schwingungskriterium eines quer angeströmten Rohres,  
Teil 2  
Versuchseinrichtung und Ergebnisse grundlegender Versuche  
Chem.-Ing. Techn., 40. Jg., 1968, Heft 9/10 S. 483-488
  
- /4/ Bai, D.  
Vortex-Excited Vibration and Acoustic-Phenomena in Tube-Banks  
in Cross-Flow  
Electricité de France, 3. SMIRT Conference 1.-5.9.75, London
  
- /5/ Batham, J.P.  
Pressure distributions on circular cylinders at critical  
Reynolds-numbers  
Journal Fluid Mechanics, Vol. 57 Part 2, 1973 pp. 209-228
  
- /6/ Bendat, J.S., Piersol, A.G.  
Random Data: Analysis and Measurement procedures  
Wiley-Interscience, New York, 1961
  
- /7/ Berger, E.  
Unterdrückung der laminaren Wirbelströmung und des Turbulenzein-  
satzes der Kármánschen Wirbelstraße im Nachlauf eines schwingenden  
Zylinders bei kleinen Reynolds-Zahlen  
Jahrbuch 1964 der WGLR, S. 164-172

- /8/ Bishop, R.E.D.; Hassan, A.Y.  
The Lift and drag forces on an circular cylinder oscillating in a  
flowing fluid  
Proc. Roy. Soc., London 1964, Ser. A, 277, pp. 51-75
  
- /9/ Blevins, R.D.  
Flow induced vibrations  
Van Nostrand Reinhold Company, New York 1977
  
- /10/ Blevins, R.D.  
Buffeting of heat exchanger tube arrays in a cross flow  
Conference Keswick, U.K. 5.1978
  
- /11/ Bradshaw, P.  
The Effect of wind-tunnel screens on nominally two dimensional  
boundary layers  
SFM, 1965, Vol. 22, part 4, pp. 679-687
  
- /12/ Bublitiz, P.  
Übersicht über das Problem des querangeströmten Kreiszyllinders  
unter besonderer Berücksichtigung der instationären Vorgänge  
AVA Göttingen, 1967, Bericht 67 J 09
  
- /13/ Bublitiz, P.  
Messungen der Drücke und Kräfte am ebenen, querangeströmten  
Kreiszyllinder  
AVA Göttingen 1967, Bericht 71 J 11 (Teil I)  
Untersuchungen am ruhenden Zylinder  
71 J 20 (Teil II) Untersuchungen am schwingenden Zylinder
  
- /14/ Chen, Y.N.  
Flow-Induced Vibration and Noise in Tube-Bank  
Heat Exchangers Due to von Kármán Streets  
Journal of Engineering for Industry, Trans. ASME  
2.1968, pp. 134-146
  
- /15/ Chen, Y.N.  
Ursache und Vermeidung rauchgasseitiger Schwingungserscheinungen

in Kesselanlagen infolge Brenngasdrall-Instabilität und Kärman-Wirbelstraßen

Mitteilungen der VGB 51, Heft 2, April 1971

/16/ Chen, Y.N.

Fluctuating Lift Forces of the Kärman Vortex Streets on Single Circular Cylinders and in Tube Banks

Trans. ASME, Journal of Engineering for Industry

5.1972 part 1 pp. 603-612

part 2 pp. 613-622

part 3 pp. 623-628

/17/ Chen, Y.N.

The Orbital Movement and the Damping of the Fluid-elastic Vibration of Tube Banks Due to Vortex Formation

Trans. ASME, Journal of Engineering for Industry

8.1974, part 1-3, pp. 1060-1075

/18/ Chen, Y.N.

The sensitive tube spacing region of tube bank heat exchangers for fluid-elastic coupling in cross flow

98. ASME Winter Annual Meeting 27.11.-2.12.1977

/19/ Clasen, P.; Gregorig, R.

Ein Schwingungskriterium eines quer angeströmten Rohres, Teil 4, Schwingungsversuche in einem fluchtenden Rohrbündel

Chem-Ing.-Techn. 43, Jg., 1971, Nr. 17, S. 982-985

/20/ Clasen, P.

Ein Schwingungskriterium eines quer angeströmten Rohres Teil 5, Der Einfluß der Coulombschen Dämpfung auf die Schwingungsgefährdung quer angeströmter Rohre

Chemie-Ing.-Techn., 44, Jg. 1972 Nr. 10, S. 671-679

/21/ Connors, H.J.

An Experimental Investigation of the Flow-Induced Vibration of Tube Arrays in Cross-Flow

Dissertation, University of Pittsburgh 1969



- /22/ Drescher, H.  
Messung der auf querangeströmte Zylinder ausgeübten zeitlich  
veränderten Drücke  
Z. Flugwiss. 4 (1956) S. 17-21
  
- /23/ Dye, C.F.  
Vortex-excited vibration of a heat exchanger tube row in cross-flow  
International Symposium, Vibration Problems in Industry,  
Keswick, UK, 10.-12. April 73, Nr. 417
  
- /24/ Fitzpatrick, J.A.; I.S. Donaldson  
Some Observation of the Pressure Distribution in a Tube Bank for  
Conditions of Self Generated Acoustic Resonance  
Conference Keswick, UK, 5.1978
  
- /25/ Försching, H.W.  
Grundlagen der Aeroelastik  
Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1974
  
- /26/ Franklin, R.E.; Whittle, R.H.; Soper, B.M.H.  
Avoiding Vibration-Induced Tube Failures in Shell and  
Tube Heat Exchangers  
Conference Keswick, UK, 5.1978
  
- /27/ Fung, Y.C.  
Fluctuating Lift and Drag Acting on a Cylinder in a Flow at  
Supercritical Reynolds Numbers  
Journal of the aerospace sciences, Vol. 27, 1960, Nr. 11,  
pp. 801-814
  
- /28/ Gibert, R.J.; Chabrerie, J.; Sagner, M.  
Tube Bundle Vibrations in Transversal Flow  
Conference Keswick, UK, 5.1978
  
- /29/ Gorman, D.J.  
An Overview of the Subject of Liquid Cross-Flow  
Induced Vibration of Heat Exchanger Tube Bundles  
Conference Keswick, UK, 5.1978

/30/ Mc. Gregor, D.M

An experimental investigation of the oscillating pressure on a circular cylinder in a fluid stream

UTIA Techn. Note 14 (1957)

s.a.: Phys. Fluids, 1 (1958) pp. 162-164

/31/ Gregorig, R.; Andritzky, H.K.M.

Ein Schwingungskriterium eines quer angeströmten Rohres, Teil 1, Ähnlichkeitsmechanik

Chem.-Ing.-Techn. 39 Jg. 1967, Heft 15

/32/ Griffin, O.M.

Universal Similarity in the Wakes of Stationary and Vibrating Bluff Structures

Proc. of the 5. Intern. Conf. on Wind Engineering, Fort Collins, CO, July 1979

/33/ Groß, H.G.

Untersuchung aeroelastischer Schwingungsmechanismen und deren Berücksichtigung bei der Auslegung von Rohrbündel-Wärmetauschern  
Dissertation, TU Hannover, 5. 1975

/34/ Grotz, B.J.; Arnold, F.R.

Flow Induced Vibration in Heat Exchangers

Office of Naval Research, Technical Report No. 31, 8. 1956

/35/ Hartlen, R.T.

Recent field experience with flow-induced vibration of heat exchanger tubes

Conference Keswick, UK, 1973, Nr. 611

/36/ Den Hartog - Mesmer

Mechanische Schwingungen

2. Aufl., Springer, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1952

/37/ Heinecke, E.

Strömungstechnische und aeroakustische Erscheinungen in Zylindergittern

Dissertation TU Berlin, 1970

- /38/ Heinecke, E.  
Stationary and Instationary Flow Phenomena in and Behind  
Staggered and In-Line Tube Banks  
Conference Keswick, UK, 1973 Nr. 412
- /39/ Heinecke, E.  
Model Tests on Fluid-Elastic Vibrations in Heat Exchangers with  
Tubes in Cross-Flow  
Reprint from: Gas-Cooled Reactors with Emphasis on Advanced systems,  
Vol. II, IAEA-SM-200/31, Wien 1976, pp. 43-49
- /40/ Heinecke, E.  
Fluid-elastic vibrations in heat exchangers with tubes in cross-flow  
Conference Keswick, UK, 5. 1978
- /41/ Hölzel, G.  
Ein Beitrag zum Problem winderregter Quer-Schwingungen kreiszylin-  
drischer Stäbe im unterkritischen Re-Bereich  
Dissertation, TU Dresden, Fak. Bauwesen, 4. 1968
- /42/ Humphreys, J.S.  
On an Circular Cylinder in a Steady Wind at Transition Reynolds  
Numbers  
1960, J.F.M., Vol. 9, pp. 603-612
- /43/ Jones, G.W.; Cincotta, J.J.; Walker, R.W.  
Aerodynamic Forces on a Stationary and Oscillating  
Circular Cylinder at high Reynolds Numbers  
NASA, Technical Report R-300, 1969, Washington, D.C.
- /44/ v. Kârmân, Th.; Rubach, H.  
Über den Mechanismus des Flüssigkeits- und Luftwiderstandes  
Physikalische Zeitschrift, No. 2, 13. Jahrgang, 1912
- /45/ Katinas, V.I.; Shuksteris, V.S.; Zhukauskas, A.A.  
Lateral streamline flow of an air stream and vibration of an  
elastically mounted cylinder  
International Chemical Engineering, Vol. 17, No. 4 1977,  
pp. 666-672, (UDSSR)

- /46/ König, A.; Gregorig, R.  
Ein Schwingungskriterium eines quer angeströmten Rohres, Teil 3,  
Schwingungsversuche im Rohrbündel  
Z. Chemie-Ing. Techn., 40. Jg., 1968, Heft 13, S. 645-650
- /47/ Kostić, Z.G.; Oka, S.N.  
Fluid Flow and Heat Transfer with Two Cylinders in Cross Flow  
J. Heat Mass Transfer, 1972, Vol. 15, pp. 279-299
- /48/ Livesey, J.L.; Dye, R.C.F.  
Vortex Excited Vibration of a Heat Exchanger Tube Row  
J. Mech. Eng. Sci., Vol. 4/1962, pp. 349-352
- /49/ Nofz, K.H.  
Rohrschwingungen und deren Auswirkungen bei Rohrbündel-  
Wärmetauschern  
Vortrag auf dem Jahrestreffen der Verfahrensingenieure am  
2.10.1975 in Karlsruhe
- /50/ Owen, P.R.  
Buffeting Excitation of Boiler Tube Vibration  
Journal Mechanical Engineering Science  
Vol. 7, No. 4, 12. 1965, pp. 431-439
- /51/ Pettigrew, M.J.; Gorman, D.J.  
Vibration of Heat Exchange Components in Liquid and  
Two-Phase Cross-Flow  
Conference Keswick, UK, 5. 1978
- /52/ Prendergast, V.  
Measurement of two-point correlations of the surface  
pressure on a circular cylinder  
University of Toronto, UTIA-TN-23, 7. 1958
- /53/ Roberts, B.W.  
Low Frequency, Self-Excited Vibration in a Row of Circular  
Cylinders Mounted in an Airstream  
Dissertation, University of Cambridge, 7. 1962

- /54/ Roshko, A.  
Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number  
J. Fluid. Mech. , 10 (1961) pp. 345-356
  
- /55/ Roshko, A.  
On the Drag and Shedding Frequency of Two Dimensional Bluff Bodies  
California Institut of Technology (NACA) Technical Note 3169,  
7. 1954
  
- /56/ Ruscheweyh, H.  
Beitrag zur Windbelastung hoher kreiszylinderähnlicher schlanker Bauwerke im natürlichen Wind bei Reynoldszahlen bis  $Re = 1,4 \times 10^7$   
Dissertation, TH Aachen, 1974
  
- /57/ Savkar, S.D.  
Buffeting of Single Cylinders  
Conference Keswick, UK, 5. 1978
  
- /58/ Schwabe, M.  
Über Druckermittlung in der nichtstationären ebenen Strömung  
Ingenieur-Archiv, VI. Band, 1935, S. 34-50
  
- /59/ Scruton, C.  
On the Wind-Excited Oscillations of Stacks, Towers and Masts  
National Physical Laboratory, UK, Paper 16  
Symposium on Wind Effects on Buildings and Structures, 1963,  
pp. 798-832
  
- /60/ Shaw, T.L.  
On the nature of fluctuating circulation, Lift and flow-induced structural vibrations  
University of Bristol, J. Sound Vib. (1971), 14 (2), pp. 251-261
  
- /61/ Staubli, T.  
An Investigation of the Fluctuating Forces on a Transverse-Oscillating Circular Cylinder  
ETH-Zürich, Vortrag, gehalten auf dem Euromech-Colloquium 119 vom 16.-18. July 1979 in London

- /62/ Von Strouhal  
Über eine besondere Art der Tonerregung  
Ann. Phys. Chem., 5 (1878) S. 216-251
  
- /63/ Suzuki, N.; Sato, H.; Iuchi, M.; Yamamoto, S.  
Aerodynamic forces on circular cylinders arranged in a  
longitudinal row  
Proceedings of Wind Effects on Buildings and Structures,  
Tokio 1971, pp. 377-386
  
- /64/ Tanaka, H. ; Takahara, S.; Kagawa, K.; Ota, K.  
Study on Fluidelastic Vibration of Tube Arrays  
Using Modal Analysis Technique  
J. Technical Review, 6. 80, pp. 97-107
  
- /65/ Timoshenko, S.; Young, P.H.; Weaver jr., W.  
Vibration Problems in Engineering  
John Wiley & Sons 1974
  
- /66/ Toebe, G.H.  
The Unsteady Flow and Wake Near an Oscillating Cylinder  
Journal of Basic Engineering, 9. 1969, S. 493-505
  
- /67/ Tournier, C.; Py, B.  
The Behaviour of naturally oscillating three-dimensional  
flow around a cylinder  
J.F. Mech. 1978, Vol. 85, part 1, pp. 161-186
  
- /68/ Turner, J.R.; Eastop, T.D.  
A hot wire anemometry method for the flow patterns in an  
array of heat exchanger tubes  
Trans. J. Chem. E., Vol. 57, 1979, pp. 139-142
  
- /69/ Zdravkovich, M.M.; Namork, J.E.  
The Flow Structure within both Stationary and Vibrating  
Tube Banks with Triangular Pitch  
Conference Keswick, UK, 5. 1978

/70/ Zdravkovich, M.M.; Southworth, P.J.

Effect of Grid-Turbulence on the Fluid-Elastic  
Vibrations of In-Line Tube Banks in Cross Flow  
University of Salford, Department of Mechanical  
Engineering

/71/ Zhukauskas, A.A.; Ulinskas, R.V.

Analysis of lateral streamline flow of water through tube  
bundels during the process of heat transfer at critical  
Reynolds numbers  
International Chemical Engineering, Vol. 17, No. 4,  
1977, pp. 673-676, (UDSSR)

## 12. ZUSAMMENSTELLUNG DER VERWENDETEN GERÄTE

### 1. Druckaufnehmer

Typ: 8507-5M1, piezoresistiv, Differenzdruck  
 Hersteller: ENDEVCO, San Juan Capistrano, CA,  
 Zweigstelle Heidelberg  
 Meßbereich: 5 psi  
 Resonanzfrequenz: 65 KHz  
 Brückenversorgung: 10 V - DC  
 Schwingungsempfindlichkeit: 1000 g (Sinus)

---

### 2. Brückenverstärker

Typ: MBS 5214  
 Hersteller: ELAN-Schaltelemente, Neuss, Deutschland  
 Meßbereich: 0,2-10 % (bei K = 2)

---

### 3. Magnetbandgeräte

Typ: STORE 14, 14 DS  
 Hersteller: RACAL-THERMIONIC, Ltd. Southampton, England  
 Bandbreite: DC - 20 KHz bei 14 FM-Kanälen  
 Capstan Servo Control: 100 KHz Kristall-Oszillator-Referenzsignal  
 Geschwindigkeitsgenauigkeit:  $\pm 0,25\%$

---

### 4. DMS

Typ: 6/120 LY 51  
 Hersteller: HOTTINGER BALDWIN Meßtechnik, Darmstadt

---

### 5. Analog-Rechner

Typ: Spezialanfertigung zur Berechnung der Auf-  
 trieb- und Widerstandskraft, deren Vektor-  
 betrag und des Angriffswinkels des Vektors  
 aus 12 druckproportionalen Eingängen



Hersteller: Technisches Büro H. TEN PAS, Herzogenrath,  
Deutschland

#### 6. Korrelator

Typ: SAI - 43 A Correlation and Probability  
Analyser

Hersteller: SAICOR - HONEYWELL, New York  
400 Increments von  $0,2 \mu\text{s}$  -  $1 \text{ s}$

#### 7. Frequenz-Analysator

Typ: SAI-470 Fourier Transform Analyser

Hersteller: SAICOR - HONEYWELL, New York

1000-Punkte interpolierte Anzeige

Bandbreite:  $0-2,5 \text{ MHz}$

Direkt gekoppelt mit Korrelator SAI-43A

#### 8. Vielkanal-Thermoschreiber

Typ: 8 D 20 8-Kanal, 4-Kanal

Rectilinear Thermal-Writing-Oszillograph

Hersteller: SAN-EI-Instrument, Ltd, Tokyo

Galvanometer Typ: 3141

Papiergeschwindigkeit:  $5 \text{ mm/min}$  -  $500 \text{ mm/s}$

Frequenzauflösung:  $\text{DC} - 50 \text{ Hz}$  ( $40 \text{ mm p-p}$ )

$\text{DC} - 70 \text{ Hz}$  ( $20 \text{ mm p-p}$ )

#### 9. x-y-Recorder

Typ: 7004 B

Hersteller: HEWLETT-PACKARD

DC-Vorverstärker-Eingangs-  
modul: 17171 A

10. Oszilloscope

Typ: 5103 N Dual Beam Storage  
 Hersteller: TEKTRONIX

---

11. Tape-Signal-Gate

Typ: 2972  
 Hersteller: BRUEL + KJAER, Kopenhagen

---

12. Sinus-Generator

Typ: 2010 Heterodyne Analyser  
 Hersteller: BRUEL + KJAER, Kopenhagen

---

13. Hitzdraht-Anemometer

Hersteller:	DISA, Herlev, Dänemark	
Typen:	Main Unit	55 M 01
	Sweep Drive Unit	52 B 01
	Linearisator	55 D 10
	Effektivwert-Voltmeter	55 D 35
	Digital-Voltmeter	55 D 31

## 13. ANHANG - BILDER UND DIAGRAMME

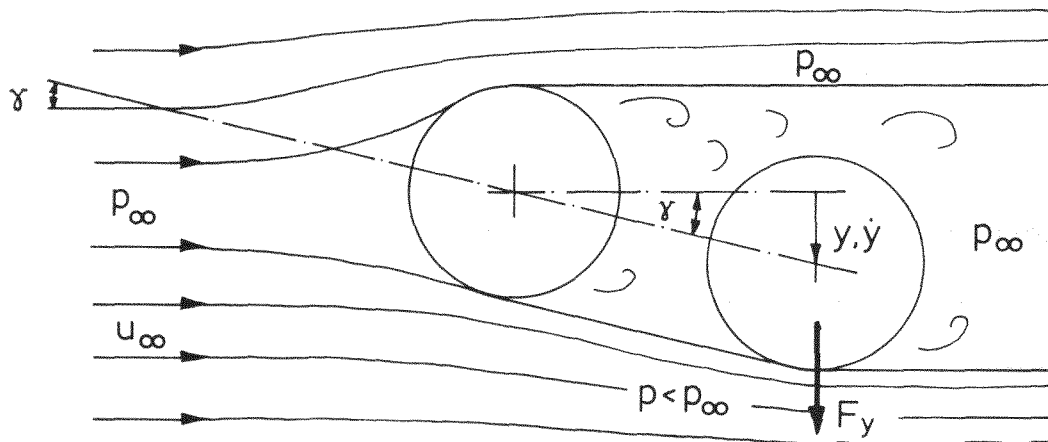


Bild 1 Galloping-Anregung durch Querschwingungen des hinteren von zwei angeströmten Zylindern (nach GROSS /33/).

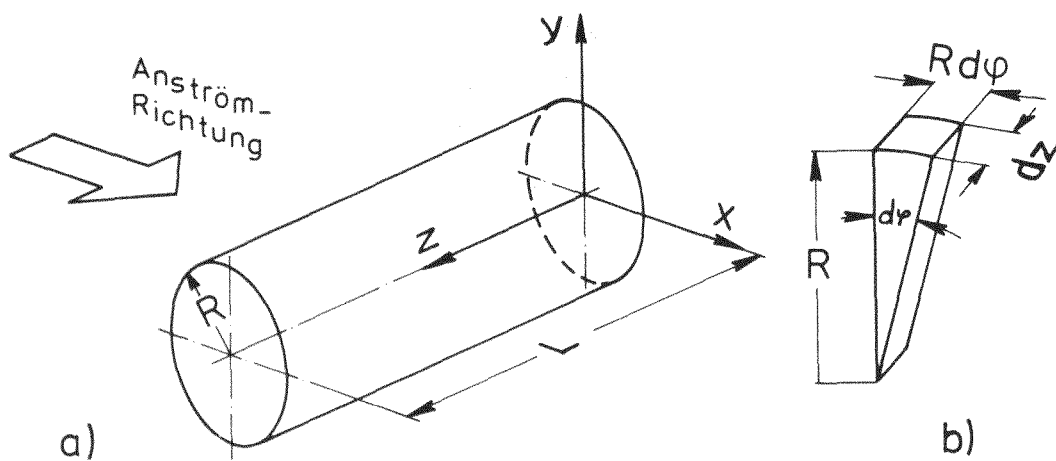


Bild 2 Definition der Rohrachsen und eines Oberflächenelementes.

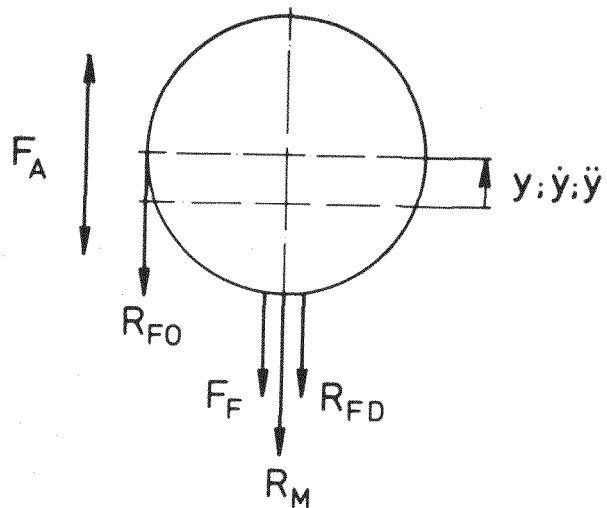


Bild 3 Am schwingenden Rohr angreifende äußere Kräfte entsprechend Gleichung 4.8.

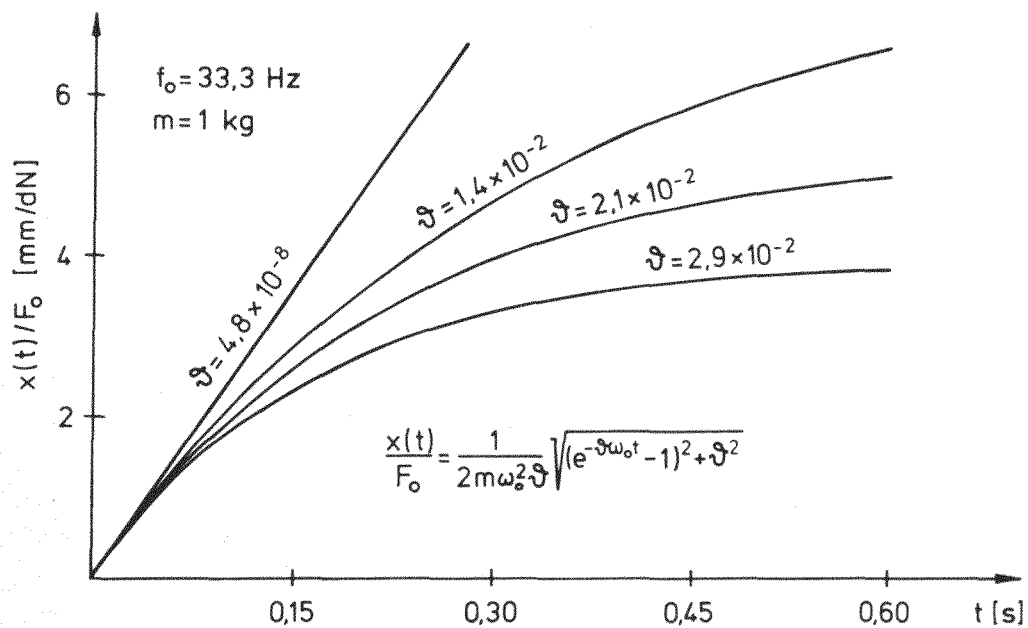


Bild 4 Hüllkurven für Einschwingvorgänge aus der Ruhe bei Anregung mit einer harmonischen Einheitskraft  $F$  und verschiedenen Dämpfungen  $\vartheta$  nach Gleichung 5.23.

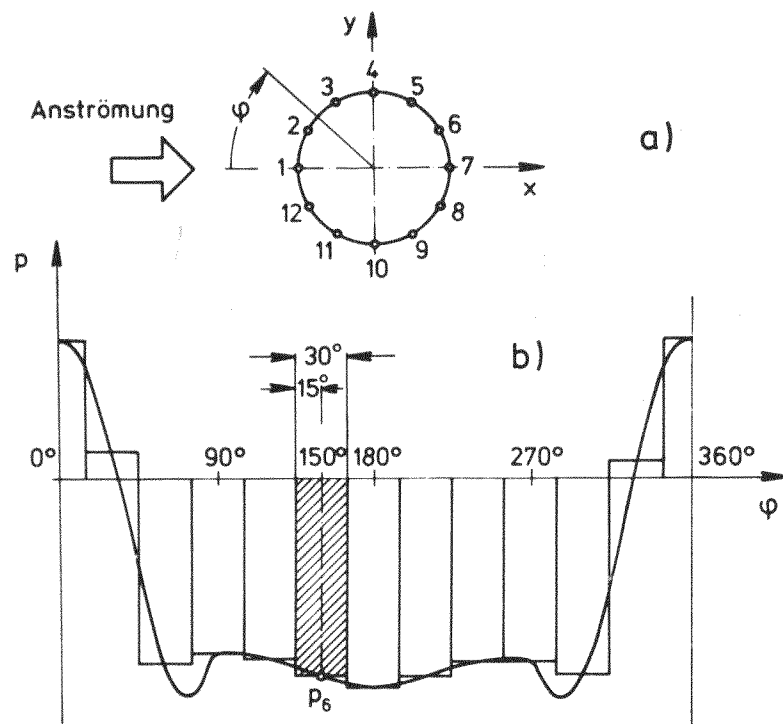


Bild 5 Stationäre Druckverteilung  $p(\varphi)$  am Einzelrohr, Intervalleinteilung, Definition des Umfangswinkels  $\varphi$  und der Meßstellen  $i$ .

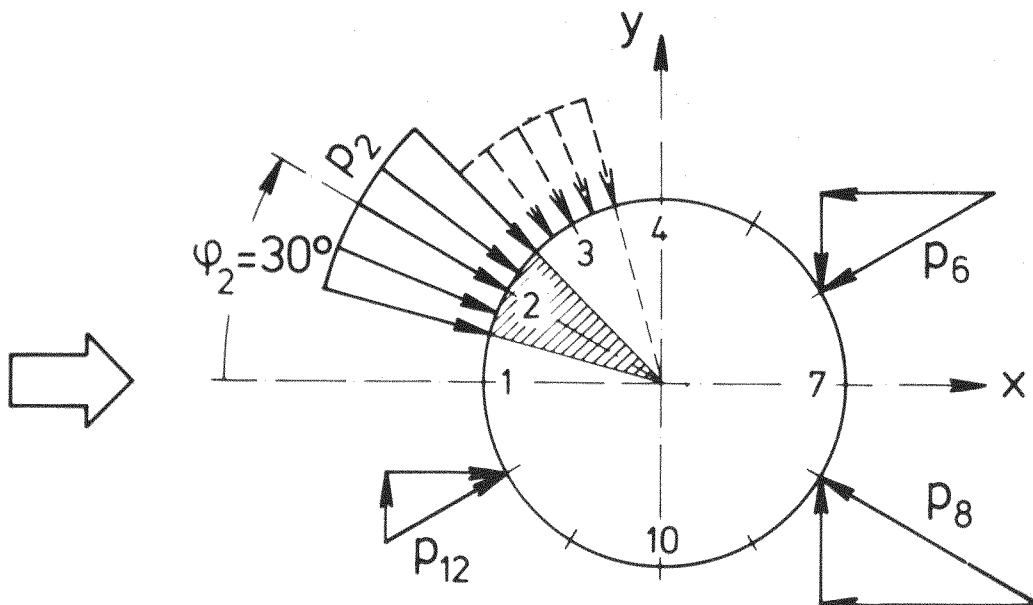


Bild 6 Beispiel für einen an der Meßstelle 2 gemessenen Druck  $p_2$  und Intervalleinteilung. Die Drücke entsprechender Winkellagen können zusammengefaßt werden.

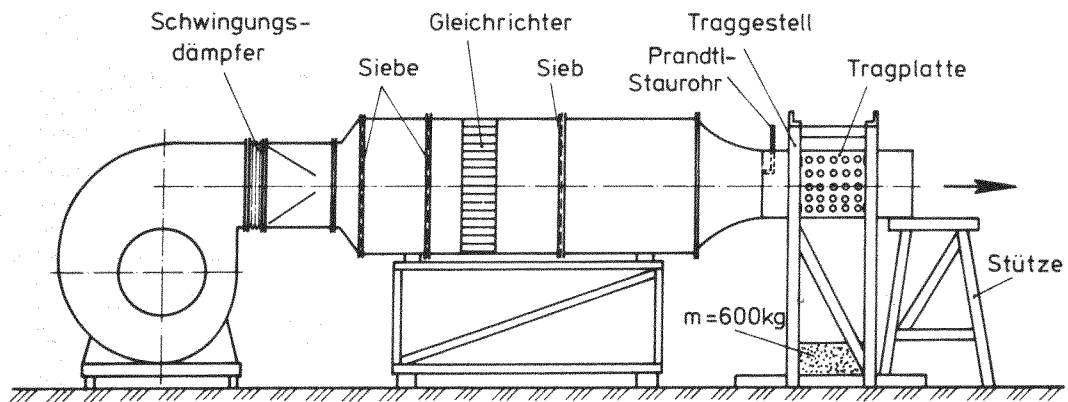


Bild 7 Versuchsaufbau mit Radialgebläse, Beruhigungskammer und Meßstrecke.

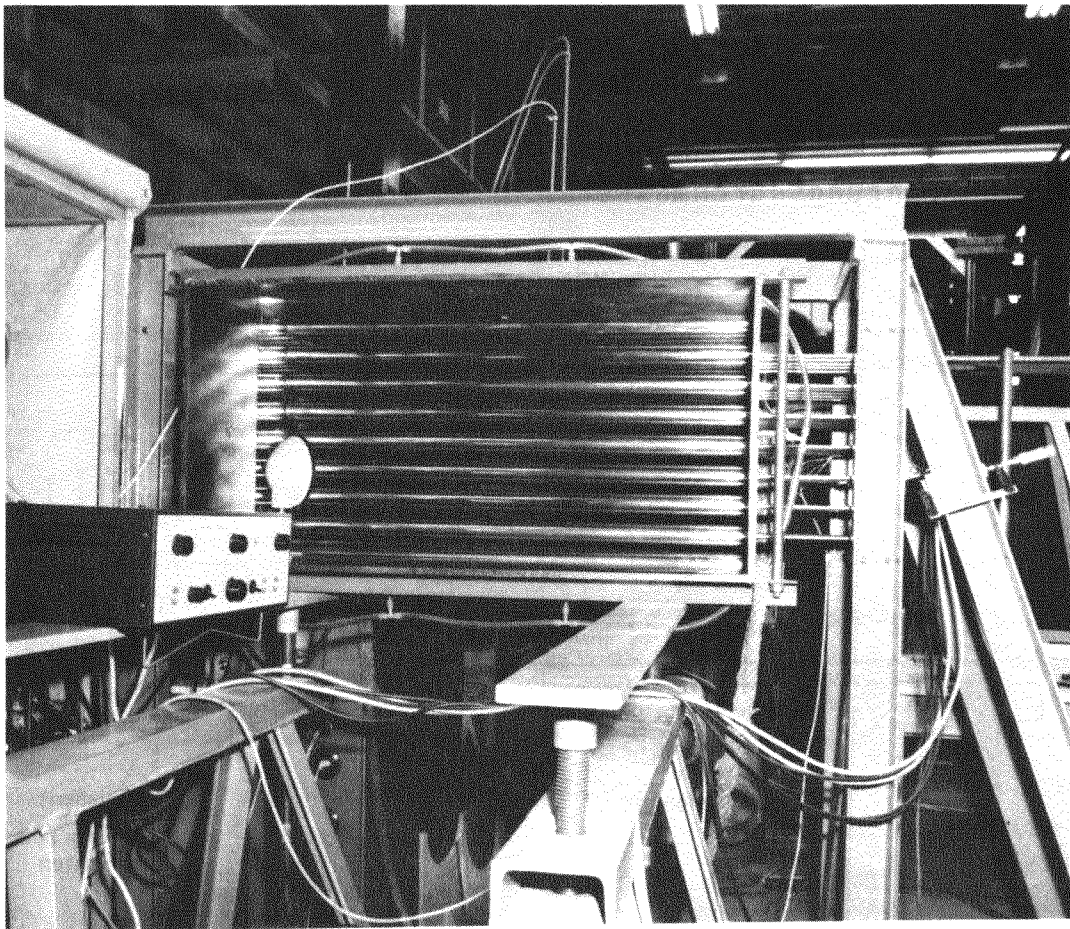
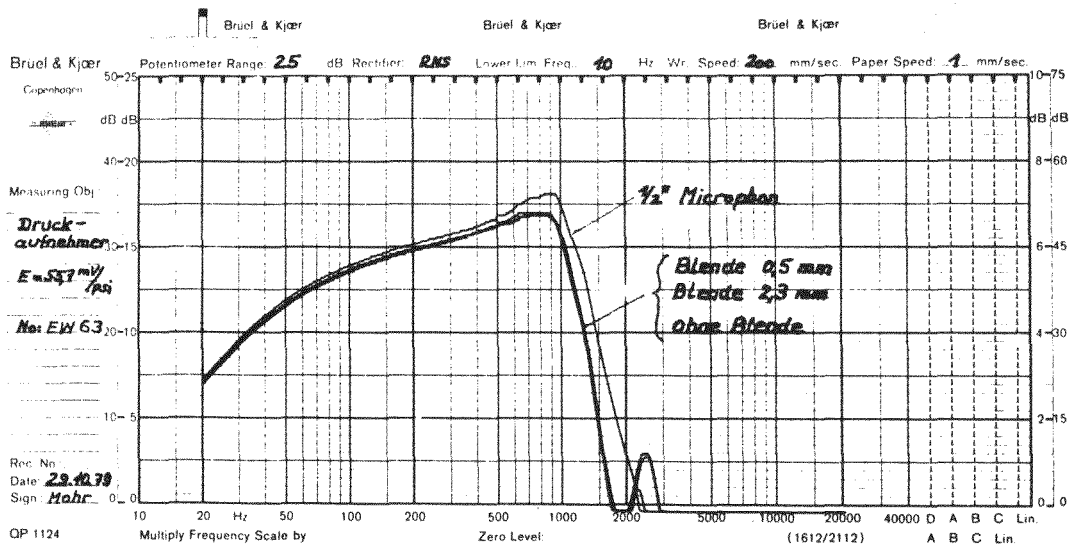
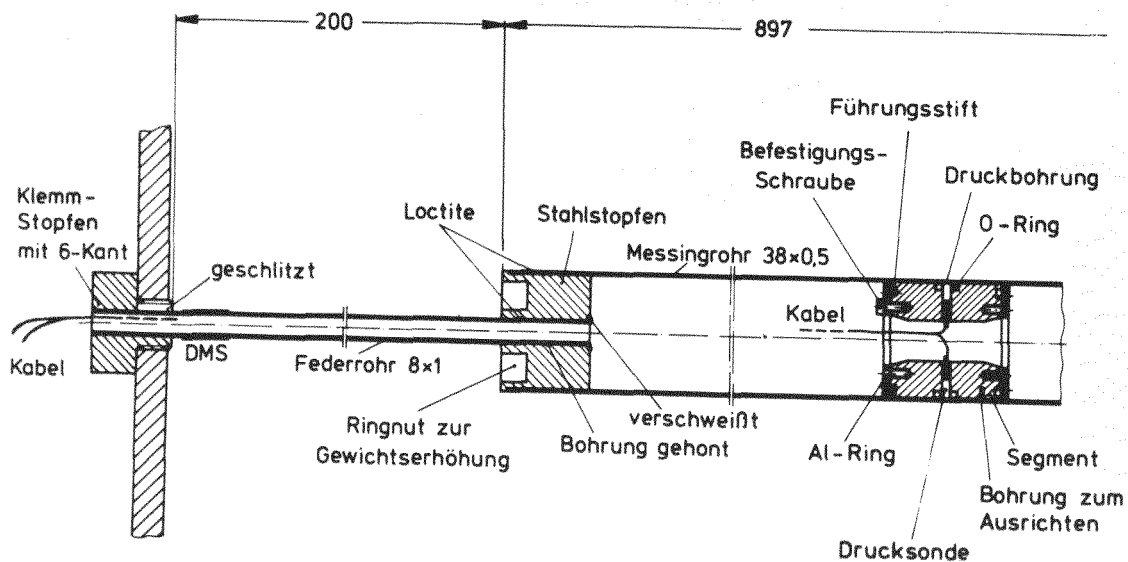


Bild 8 Ansicht des Versuchstandes mit eingebautem fluchtenden 7x5 Bündel.



**Bild 9** Vergleichsmessung des Frequenzganges eines Mikrofon-Kalibrators zwischen einem  $\frac{1}{2}''$ -Kondensator-Mikrofon und einem Druckaufnehmer mit vorgesetzten Blenden von 0,5 bis 2,3 mm Bohrungsdurchmesser.



**Bild 10** Schematischer Aufbau des Meßrohres.

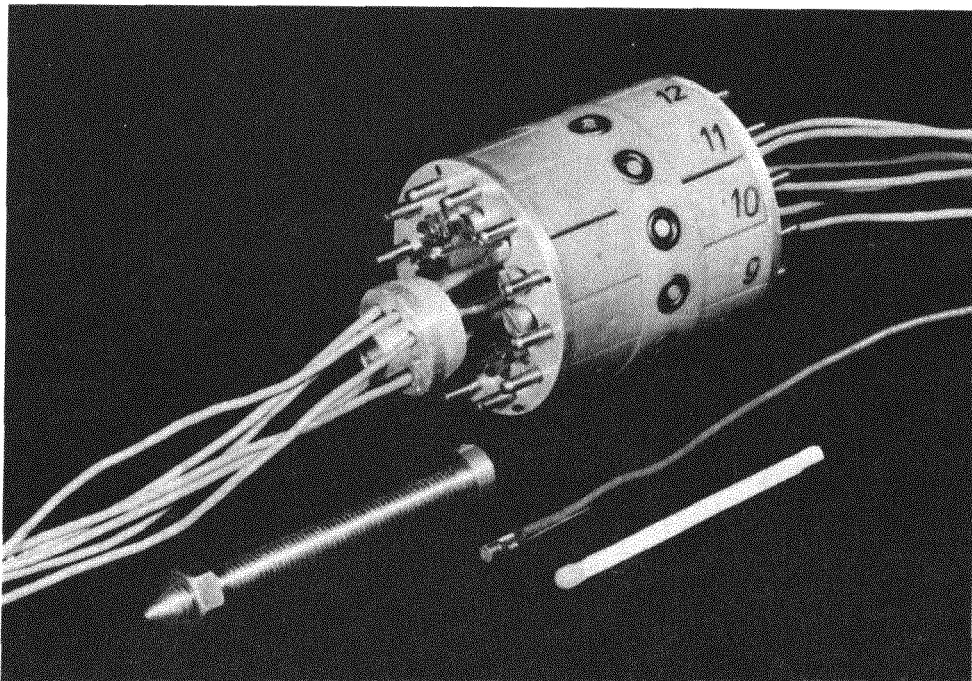
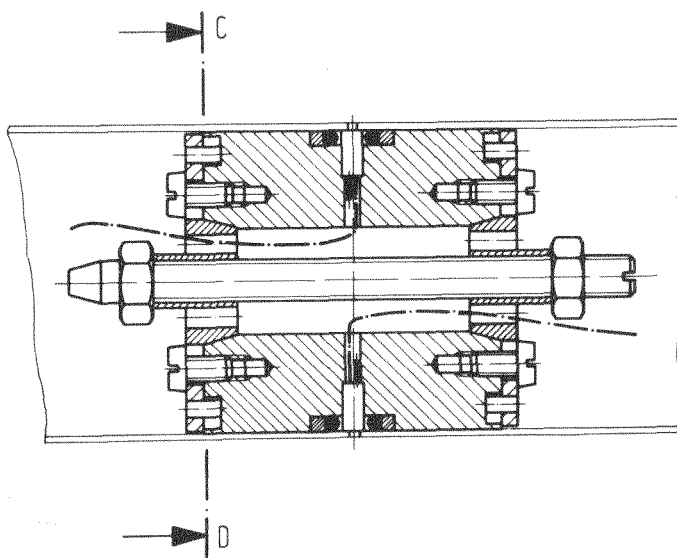
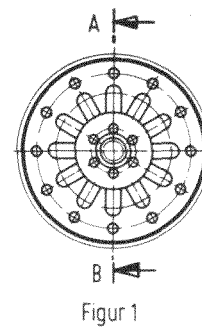


Bild 11 Drucksondenhalter für radiale Druckmessungen mit zwölf Sonden. Zum Größenvergleich ist ein Druckaufnehmer einzeln gezeigt.



Figur 2  
Schnitt A-B



Figur 3  
Schnitt C-D  
ohne Kegel 2 und Bolzen 6

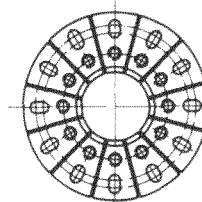


Bild 12 Längs- und Querschnitte durch den Drucksondenhalter mit eingebauten Spreizwerkzeugen. Rohr- Außendurchmesser  $D = 38$  mm.



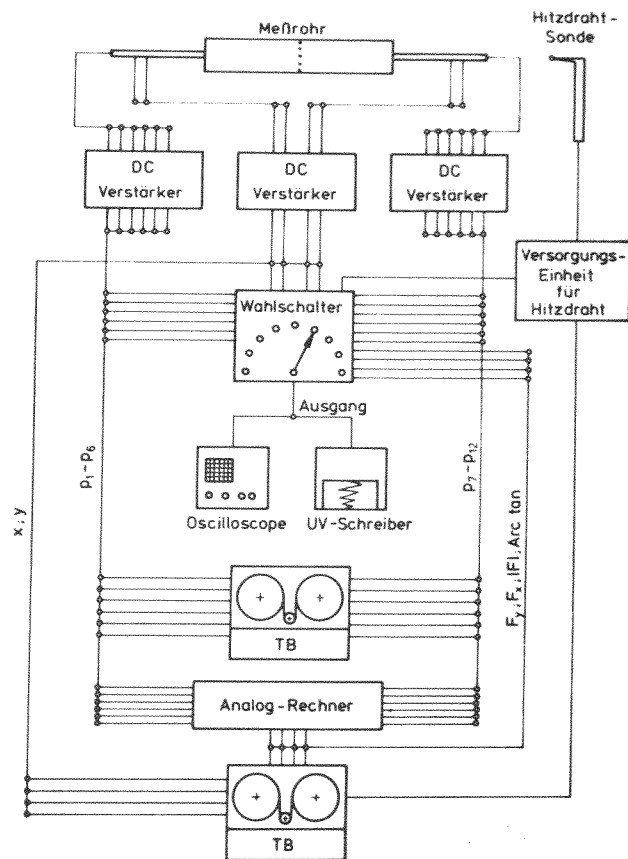


Bild 13 Signalfluß- und Schaltplan zur analogen Meßwerterfassung.

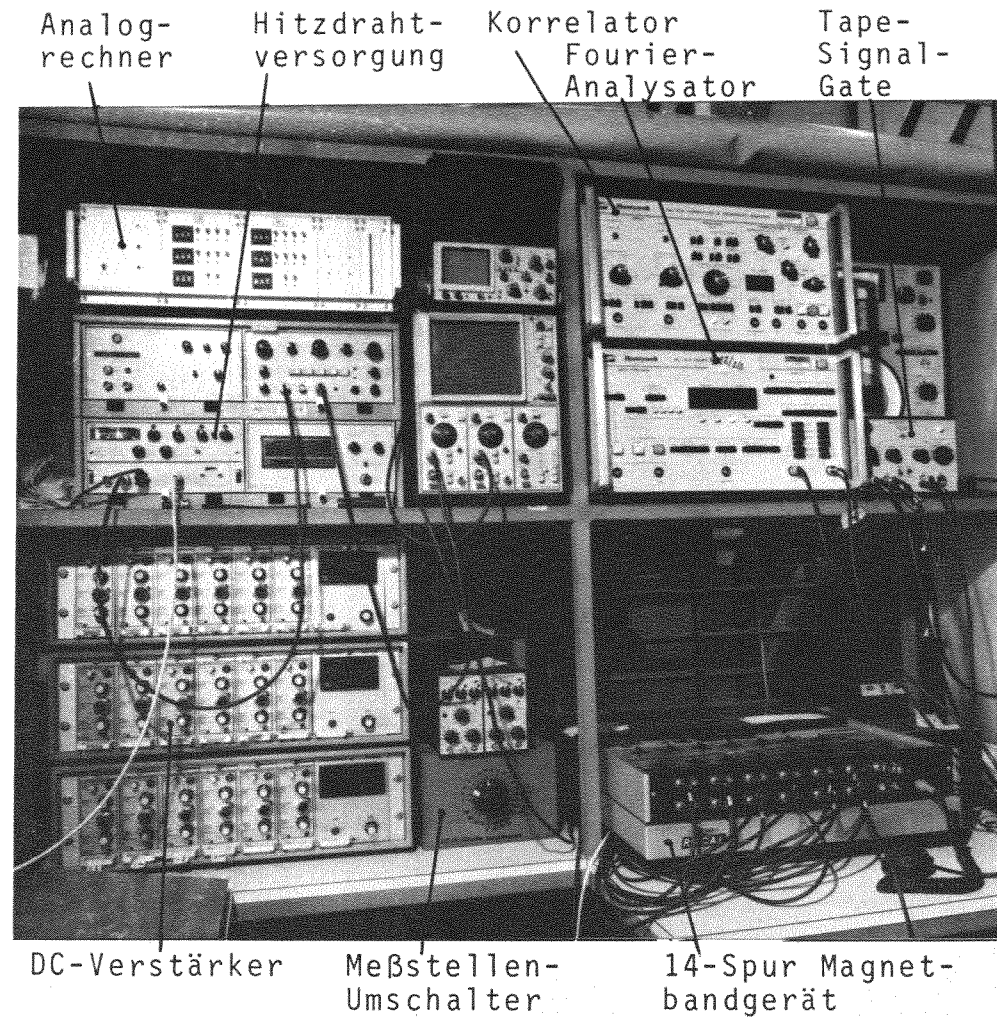
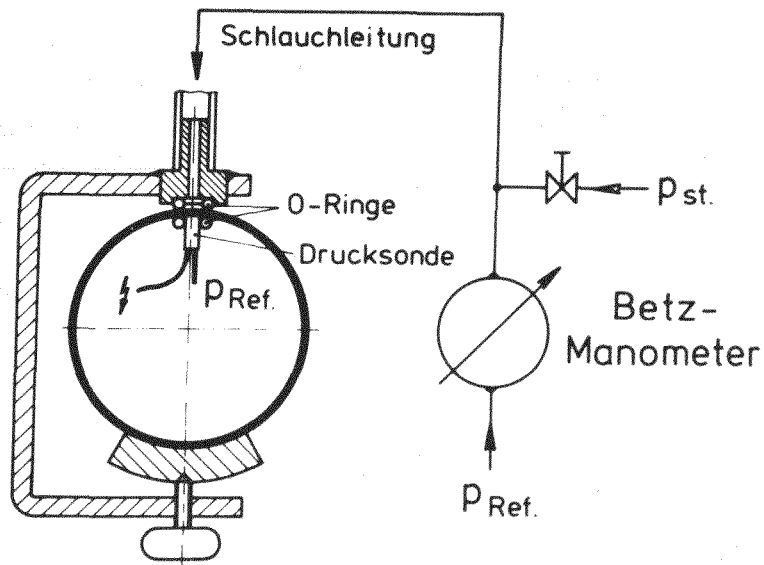
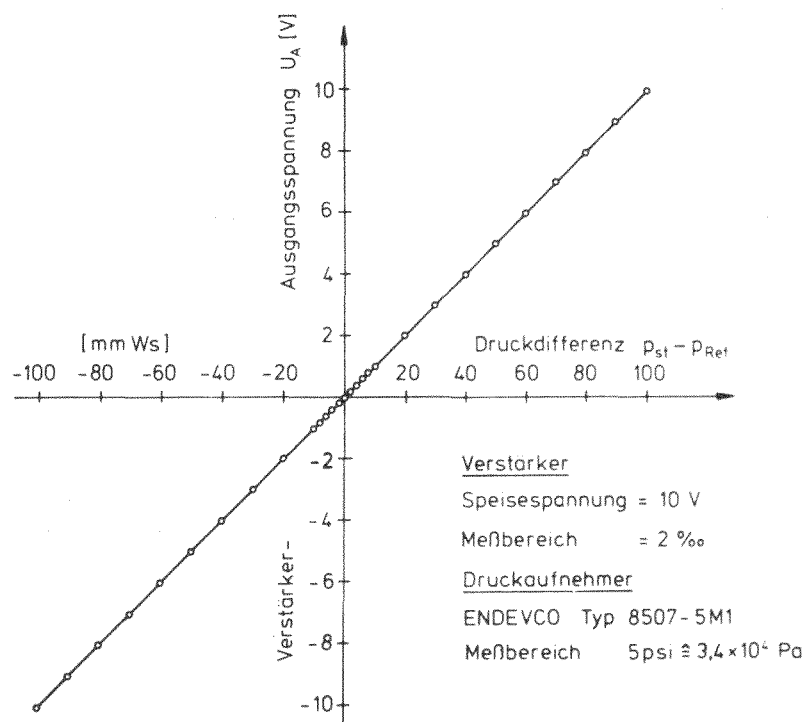


Bild 14 Ansicht auf die elektronischen Meßgeräte ohne das zweite Magnetbandgerät, sowie die Thermoschreiber.



**Bild 15** Eichung der Druckaufnehmer mit einem Betz-Manometer und Einstellung der Verstärkerkennlinien.



**Bild 16** Eichung und Linearitätsmessung der Druckaufnehmer.

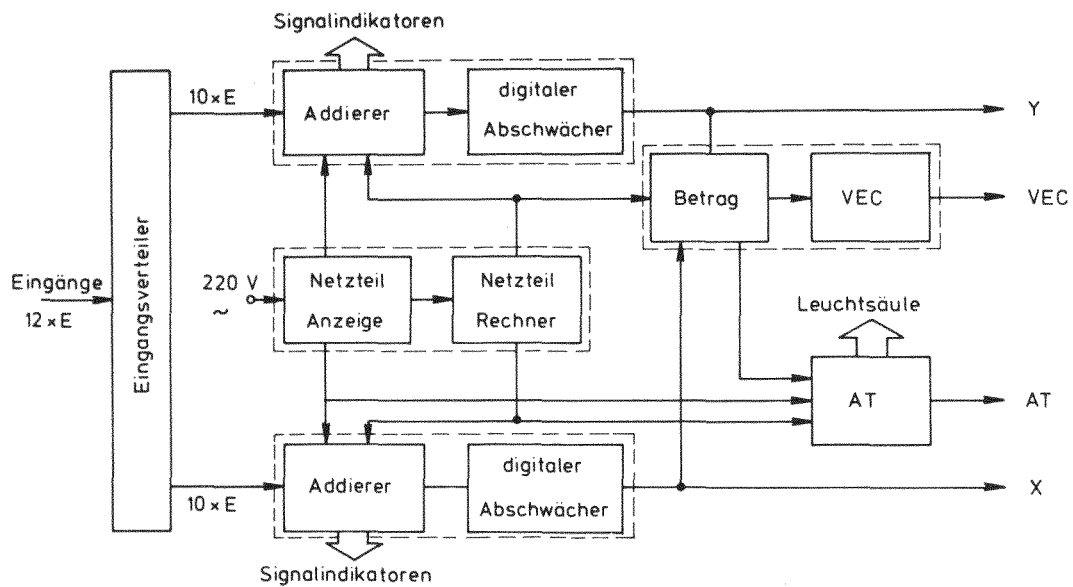
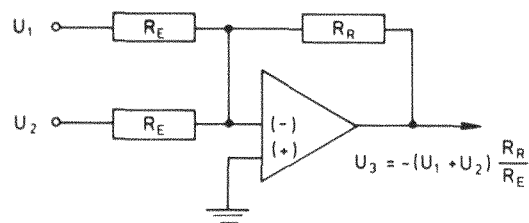


Bild 17 Blockschaltbild des Analogrechners zur Berechnung der Kraftkomponenten  $F_y, F_x$ , des Vektorbetrages  $|F|$  und des Kraftangriffswinkels  $\psi$ .

a) Additionsstufe



b) Spannungsteiler

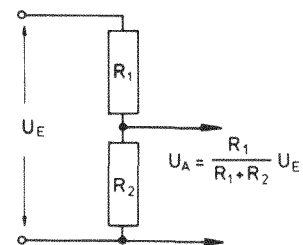


Bild 18 Analoge Rechenstufen zur Addition zweier Signale und Multiplikation mit einem Faktor  $< 1$ .

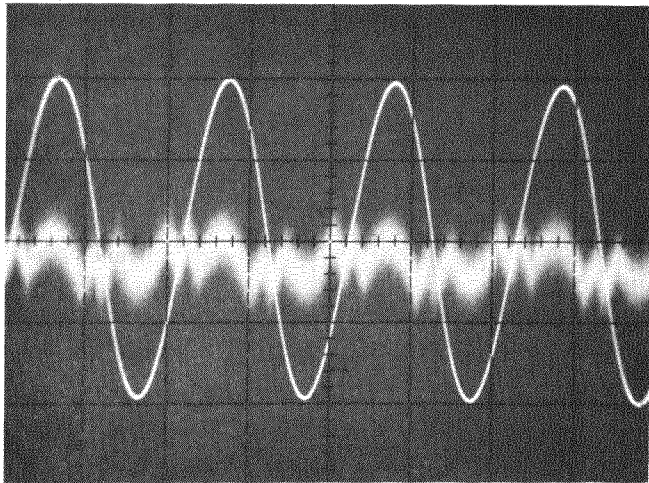


Bild 19 Rechentests für die Addition zu Null. Bei Eingabe eines 1 V/100Hz Wechselsignals erscheint am Ausgang ein maximales Signal von 1mV.

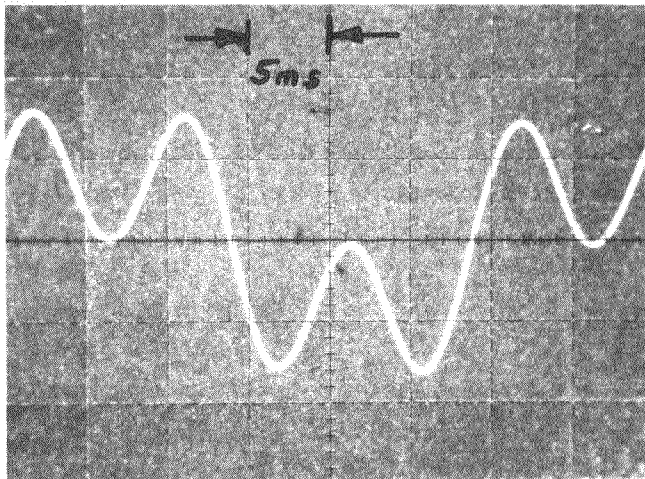


Bild 20 Addition zweier Signale mit unterschiedlichen Frequenzen (33 Hz und 100 Hz). Der Eingang entspricht jeweils einer Einheit auf dem Leuchtschirm.

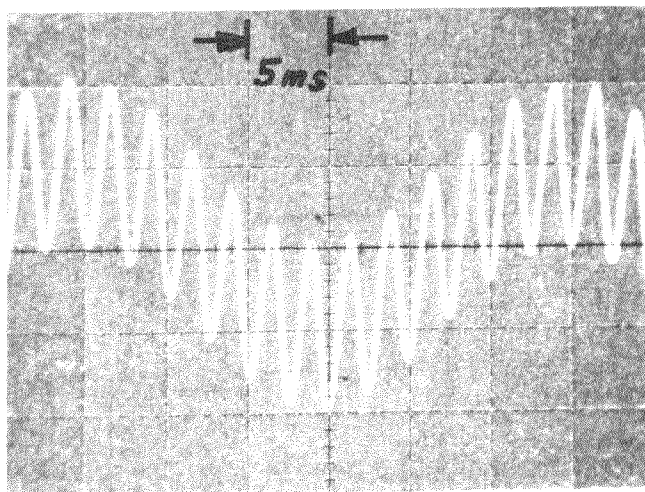
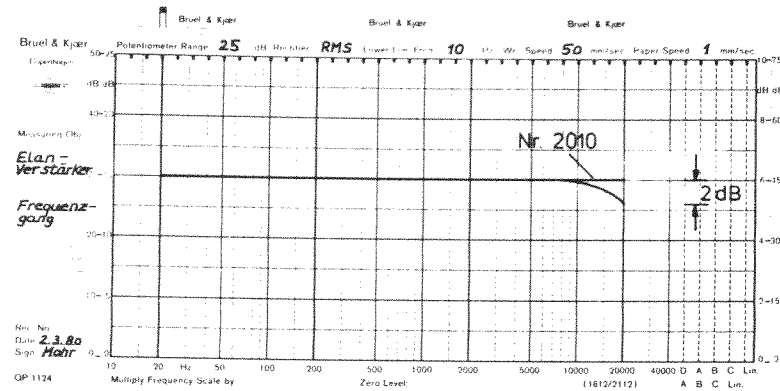
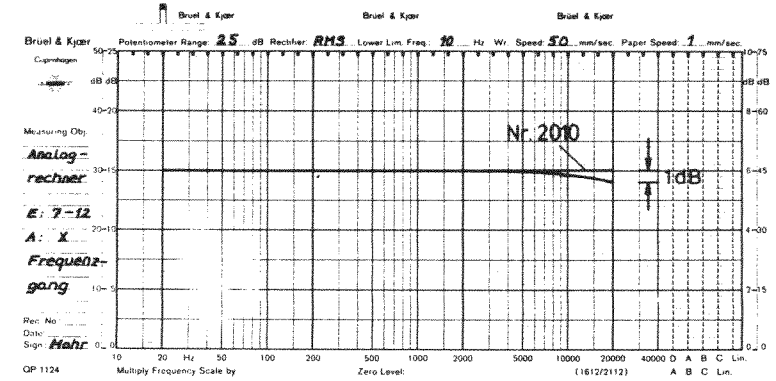


Bild 21 Addition zweier Signale mit unterschiedlichen Frequenzen (33 Hz und 400 Hz). Eingang jeweils eine Einheit.

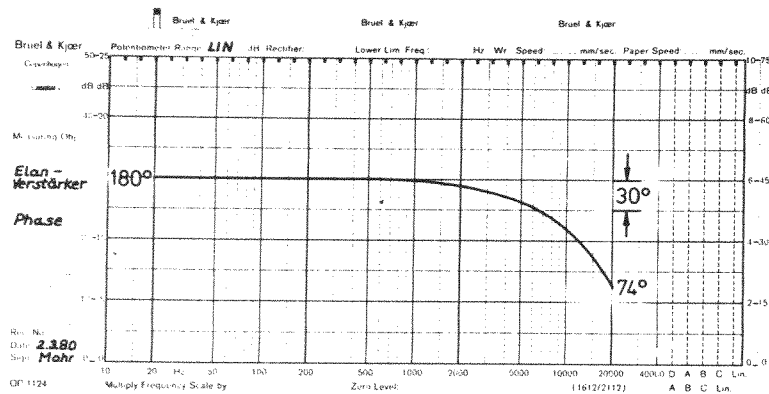
a)



c)



b)



d)

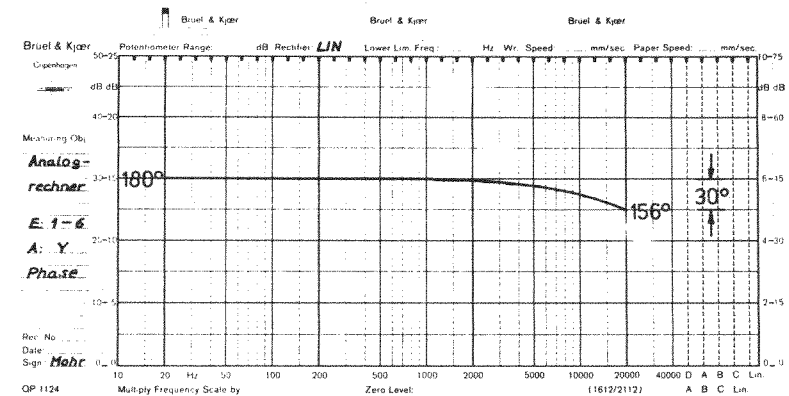


Bild 22 a-c Vergleich der Frequenzgänge und der Phasenverschiebungen zwischen den verwendeten DC-Verstärkern und dem Analogrechner.

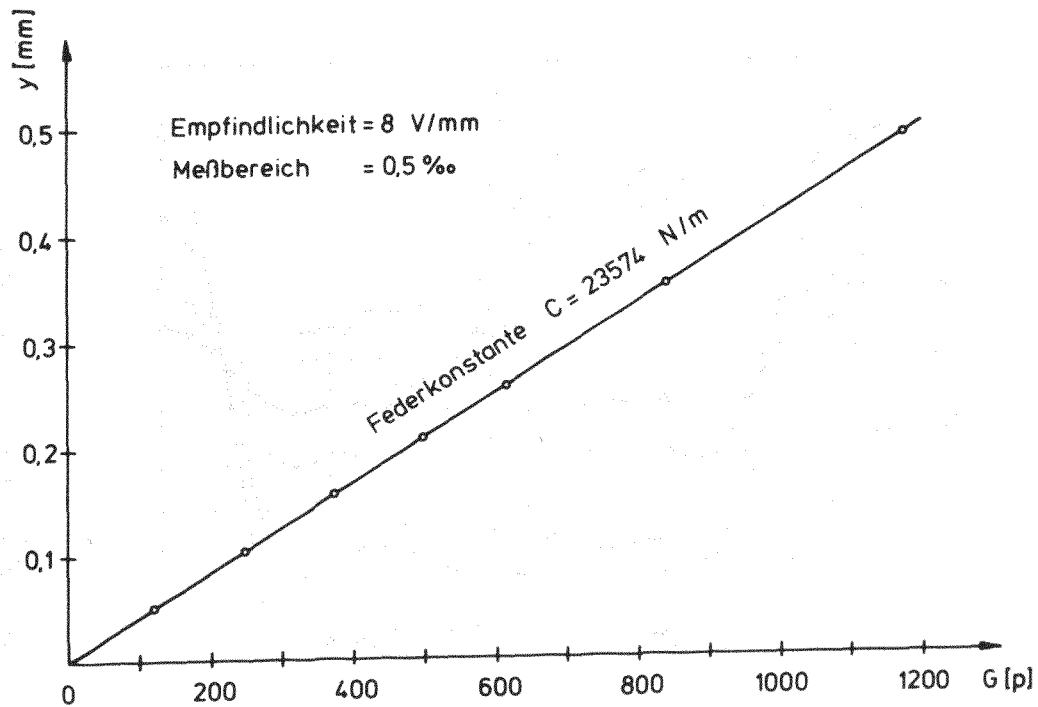


Bild 23 Bestimmung der Federkonstanten und der Linearität der Masse-Feder-Anordnung bei mittlerer Belastung.

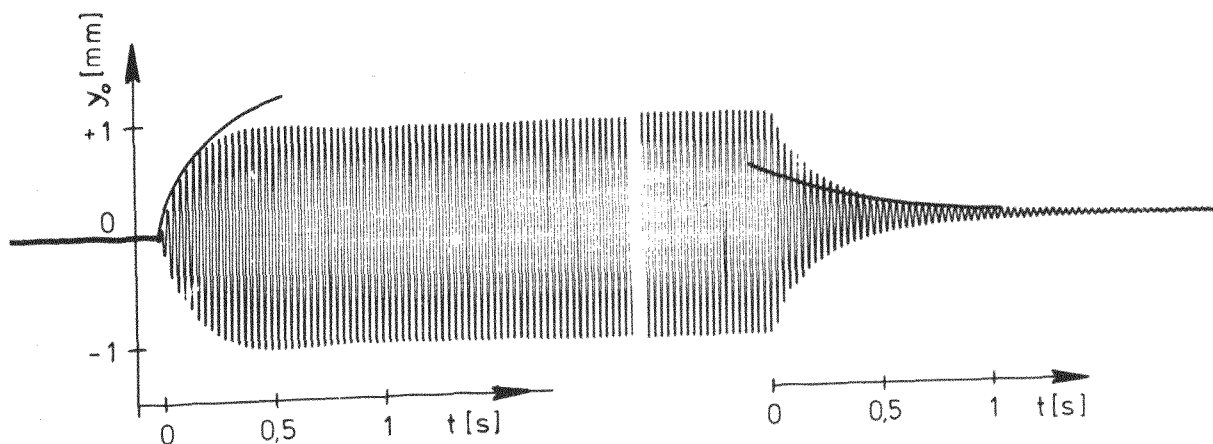


Bild 24 Ein- und Ausschwingvorgang des Meßrohres bei Fußpunkterregung auf einem Schwingtisch. Darstellung der nichtlinearen Dämpfung.

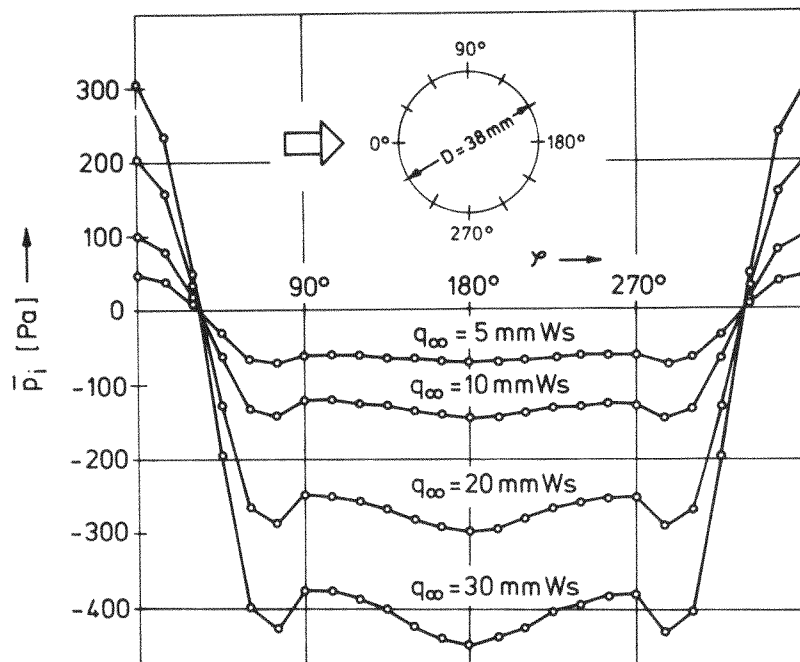


Bild 25 Druckverteilung  $p$  über dem Umfangswinkel  $\varphi$  des Einzelrohres bei verschiedenen Anströmstaudrücken.

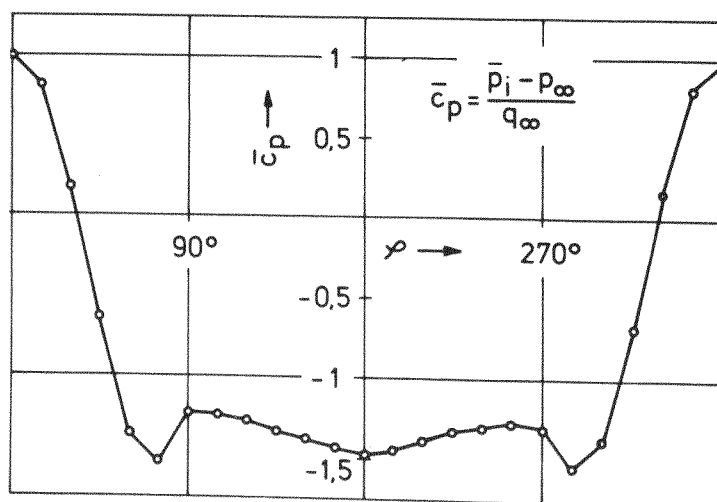


Bild 26 Normierte Druckverteilung  $c_p(\varphi)$  für das Einzelrohr bei  $1,5 \times 10^4 \leq Re \leq 5,5 \times 10^4$ .

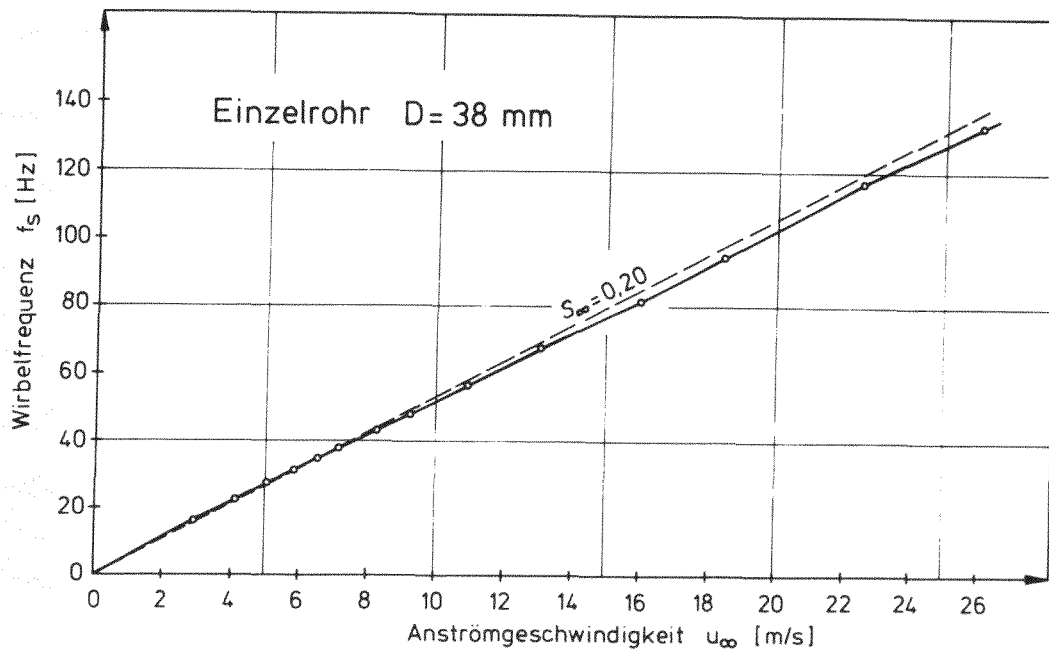


Bild 27 Wirbelablösefrequenz als Funktion der Anströmgeschwindigkeit und Vergleich mit einer Strouhal-Zahl  $S_\infty = 0,20$ .

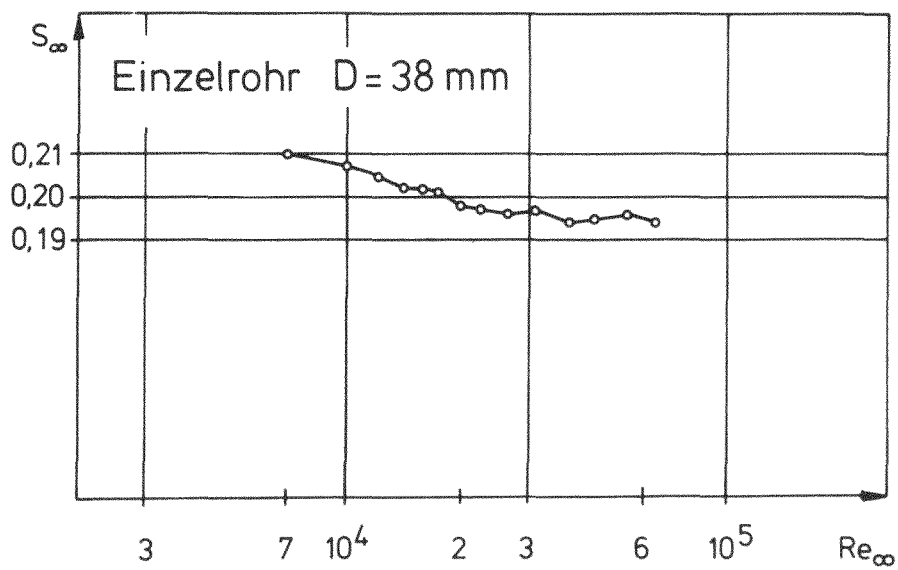


Bild 28 Dimensionslose Darstellung  $S_\infty (Re_\infty)$ .



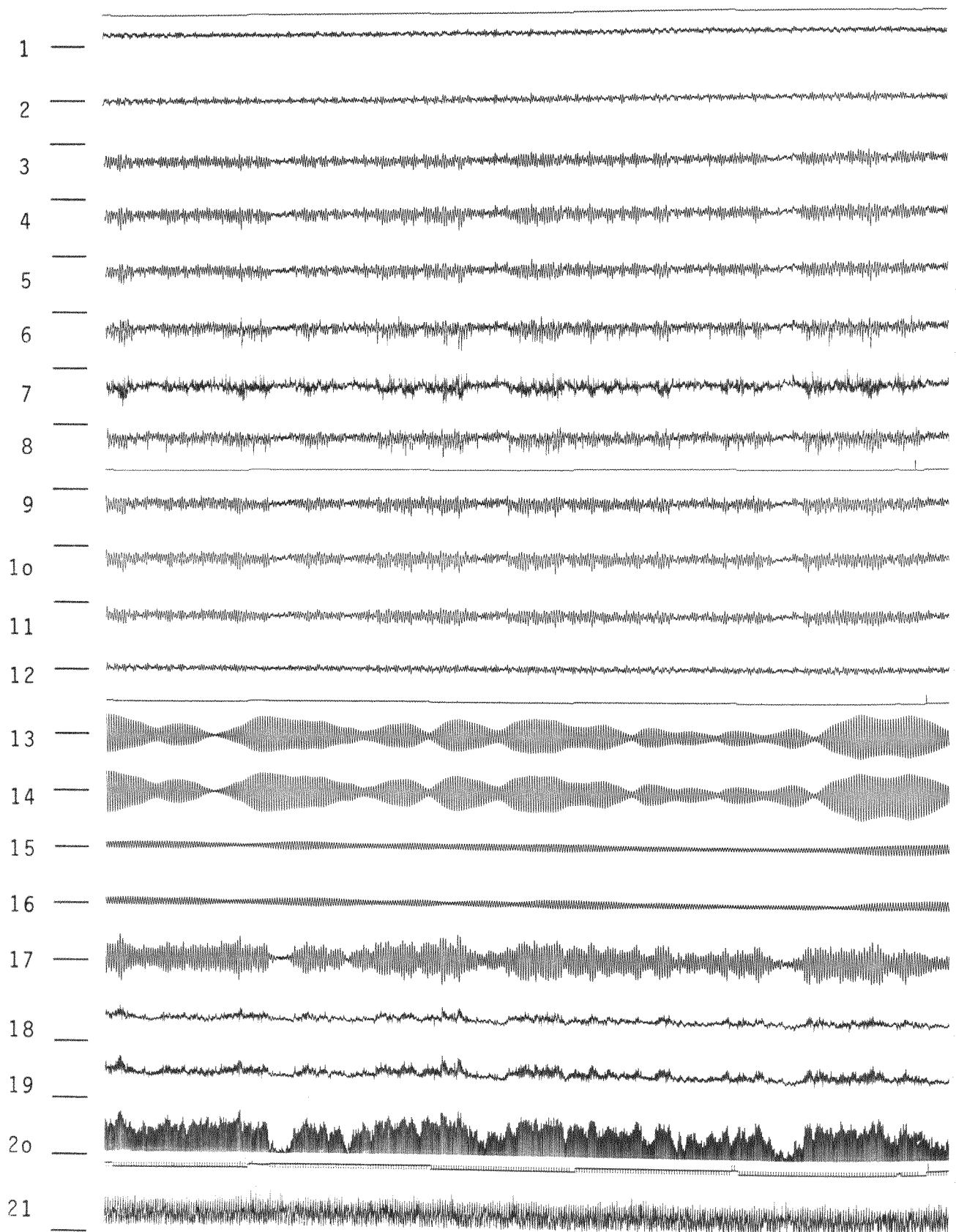


Bild 29 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Einzelrohr.  $Re_{\infty} = 1,55 \times 10^4$ . 1. Wirbelresonanz. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

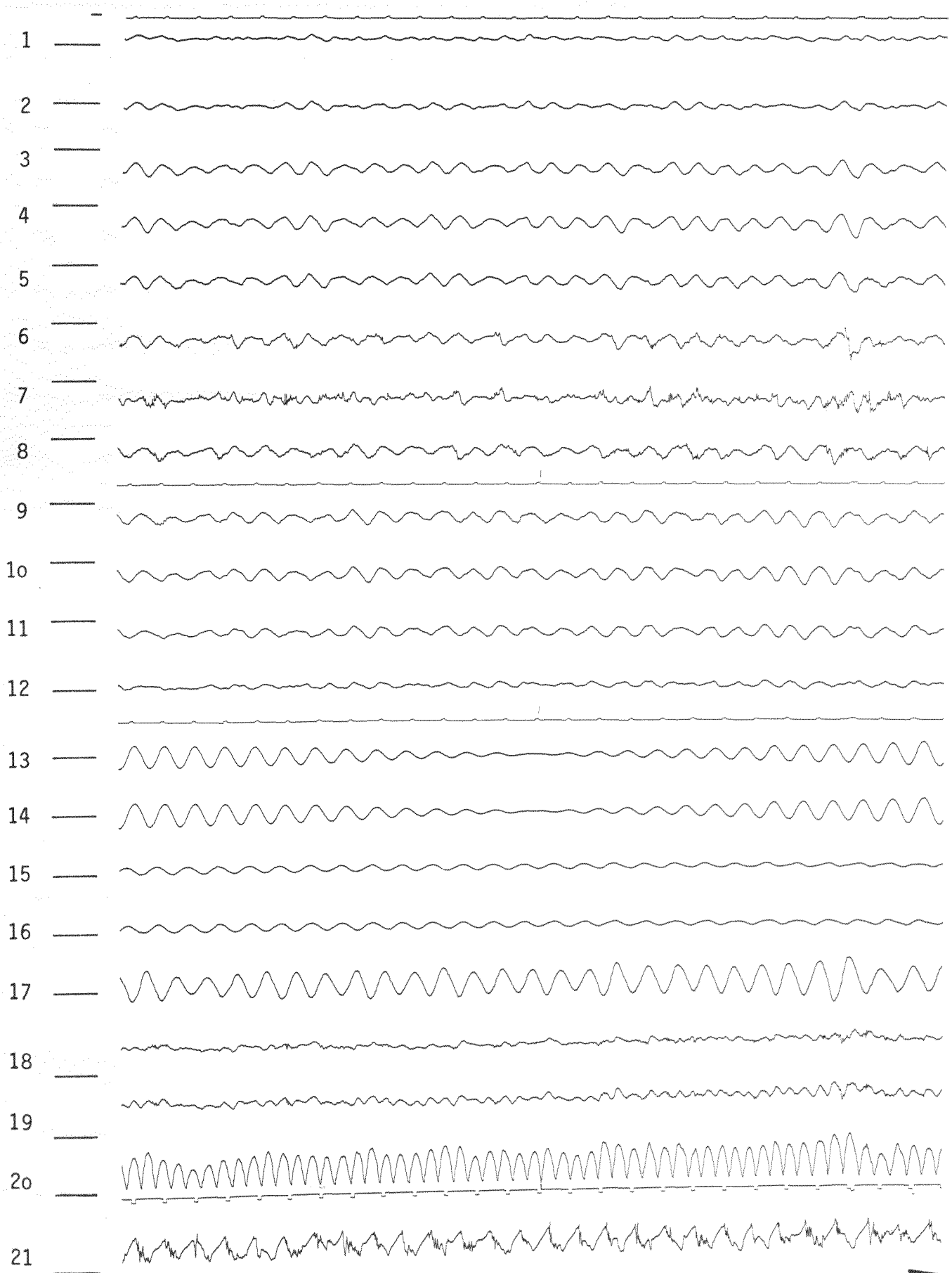


Bild 30 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte  
am Einzelrohr. Detaildarstellung von Bild 29.  $Re_{\infty} = 1,55 \times 10^4$ .  
1. Wirbelresonanz. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

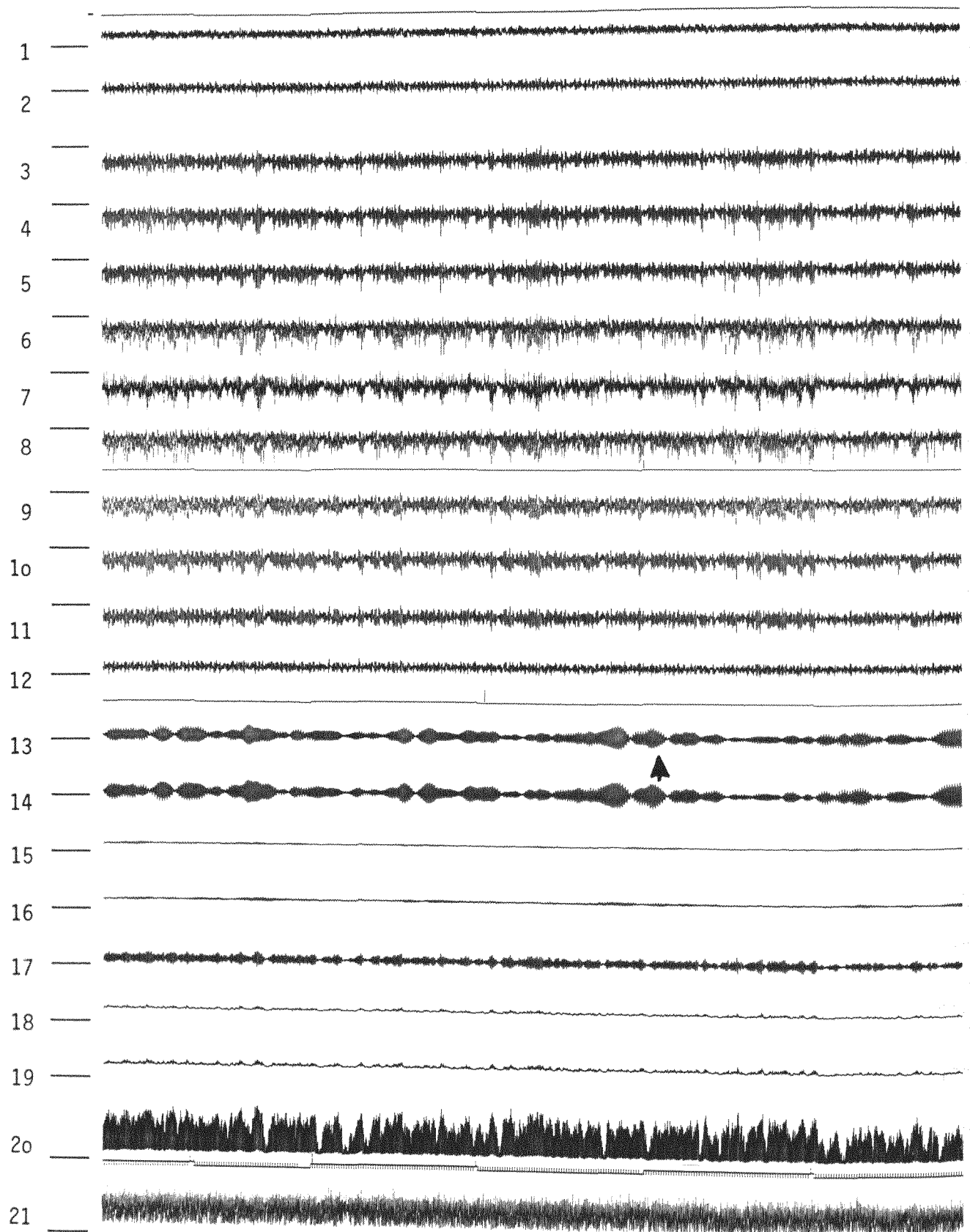


Bild 31 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Einzelrohr.  $Re_{\infty} = 3,13 \times 10^4$ . 2. Wirbelresonanz. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

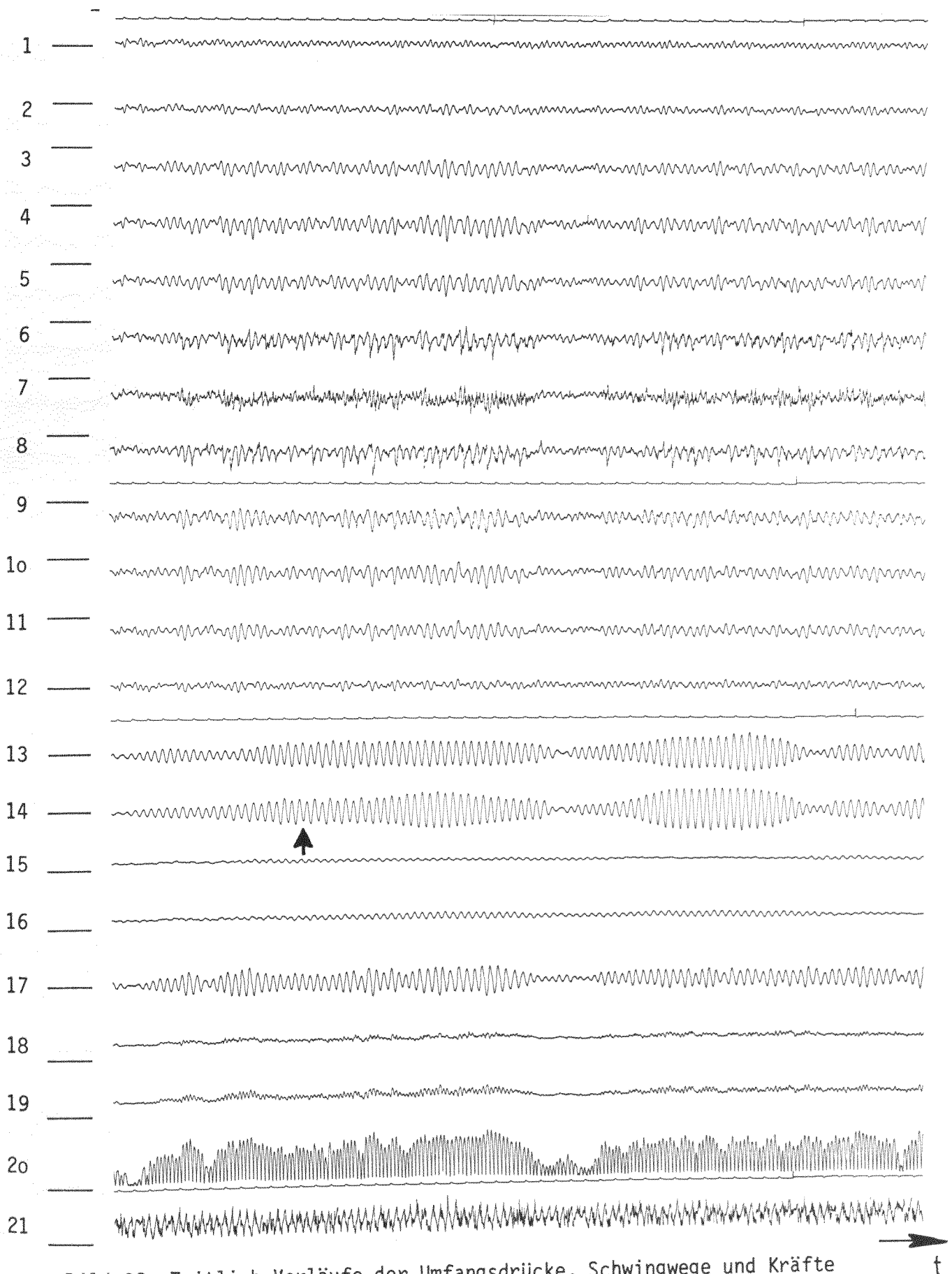


Bild 32 Zeitlich Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte  
am Einzelrohr. Detaildarstellung von Bild 31. 2. Wirbelresonanz.

$Re_{\infty} = 3,13 \times 10^4$ . Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

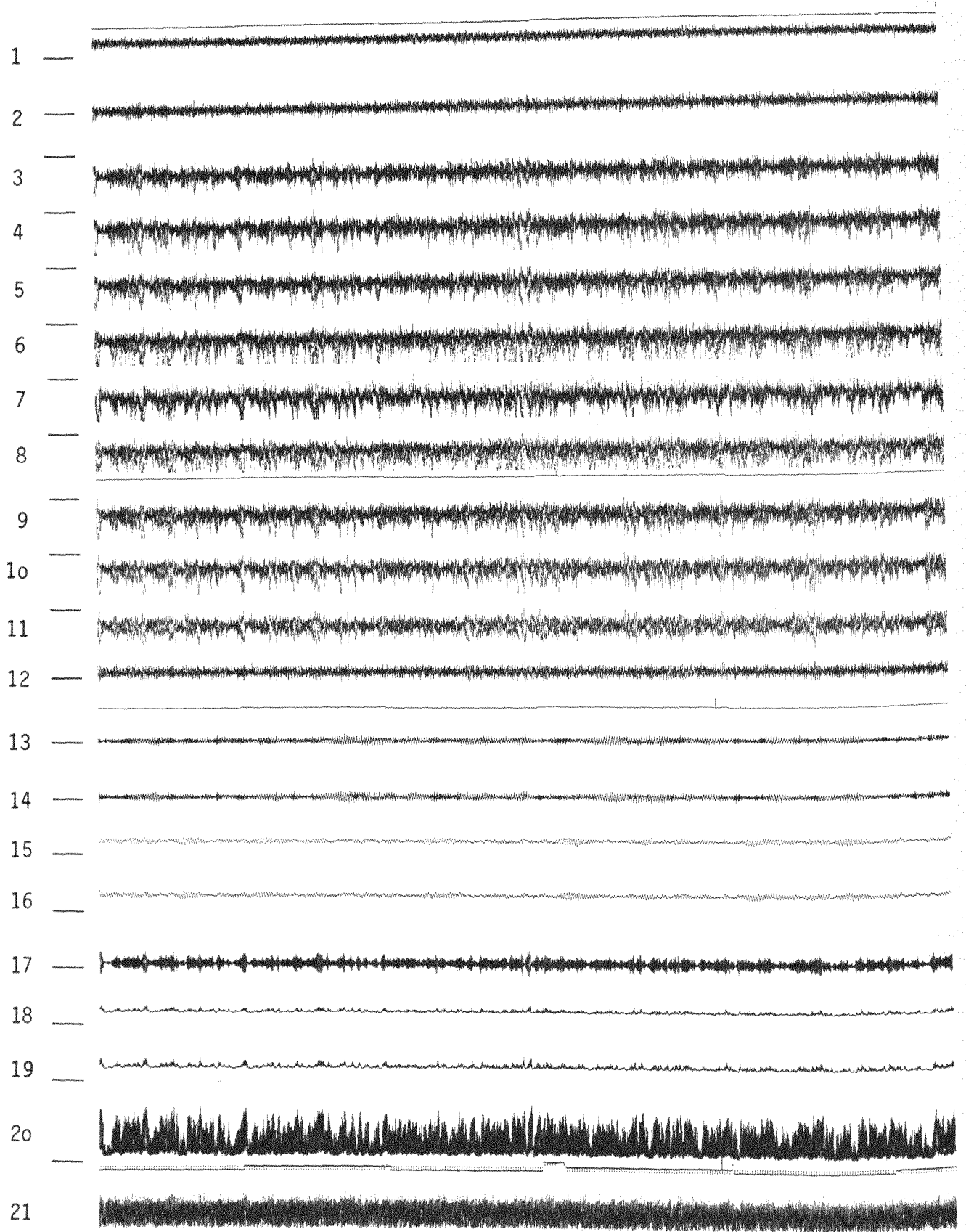
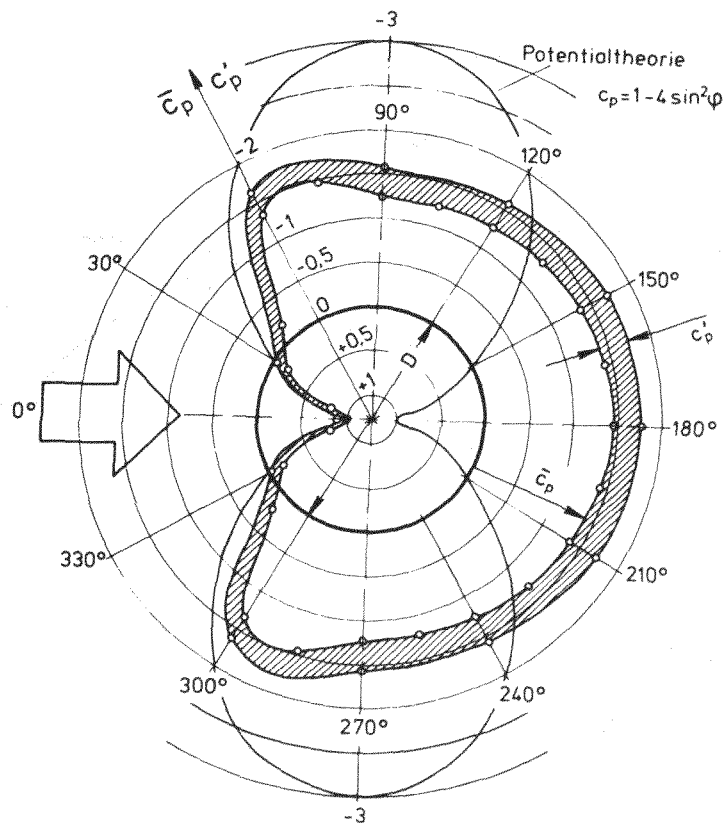
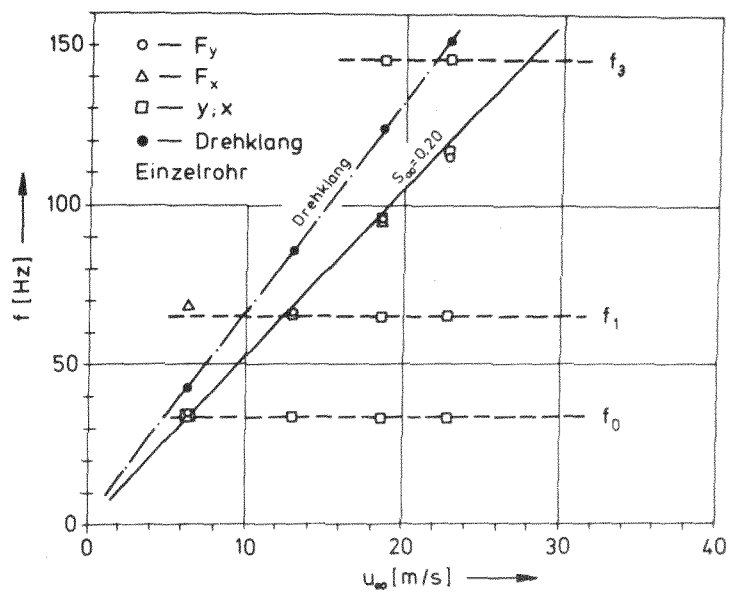


Bild 33 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte  
am Einzelrohr.  $Re_{\infty} = 5,49 \times 10^4$ . Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.



**Bild 34** Darstellung stationärer und instationärer Druckkoeffizienten  $c_p$  über dem Zylinderumfang eines in der 1. Wirbelresonanz schwingenden Einzelrohres. Vergleich mit dem potentialtheoretischen Verlauf.



**Bild 35** Frequenzmessungen der Kraftkomponenten und der Schwingwege am Einzelrohr bei geänderter Strömungsgeschwindigkeit.

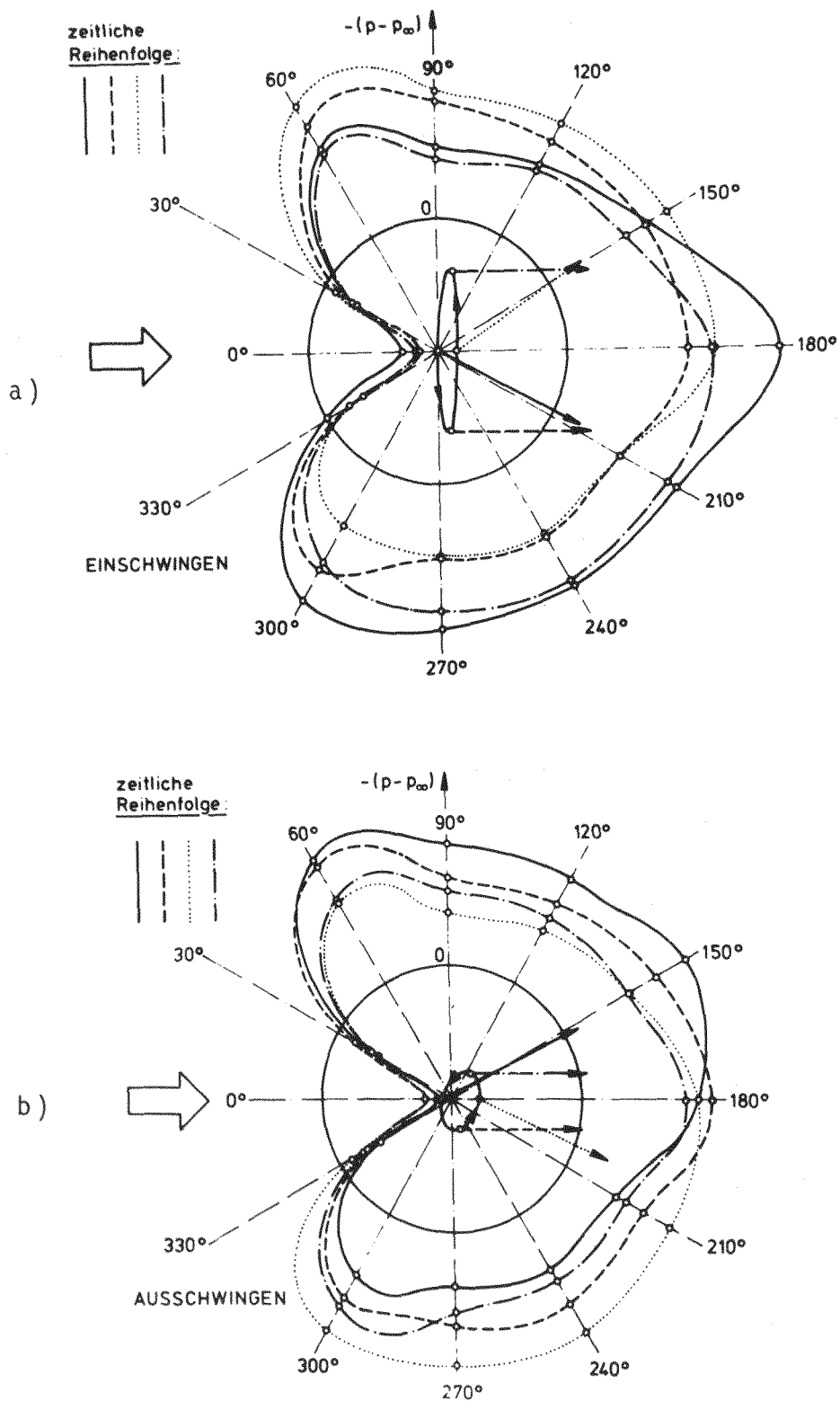
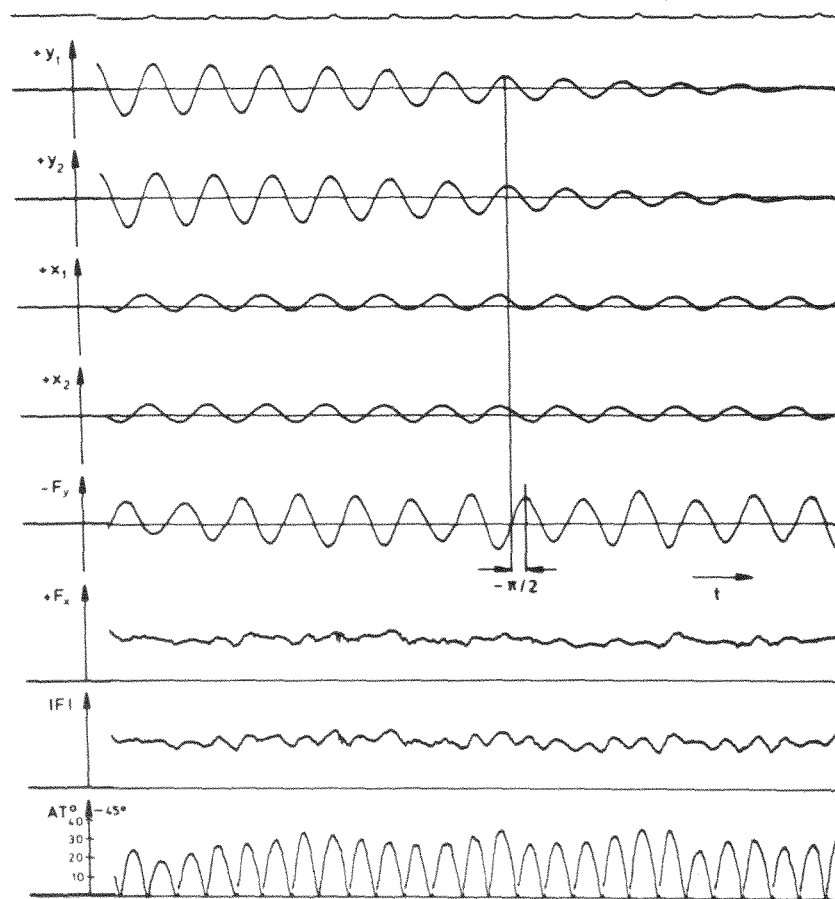


Bild 36 a,b Zeitlich sich ändernde Radialdruckverteilung während einer Schwingungsperiode mit Angabe der zugehörigen Kräfte und des Schwingweges während eines Ein- und Ausschwingvorganges.

a)



b)

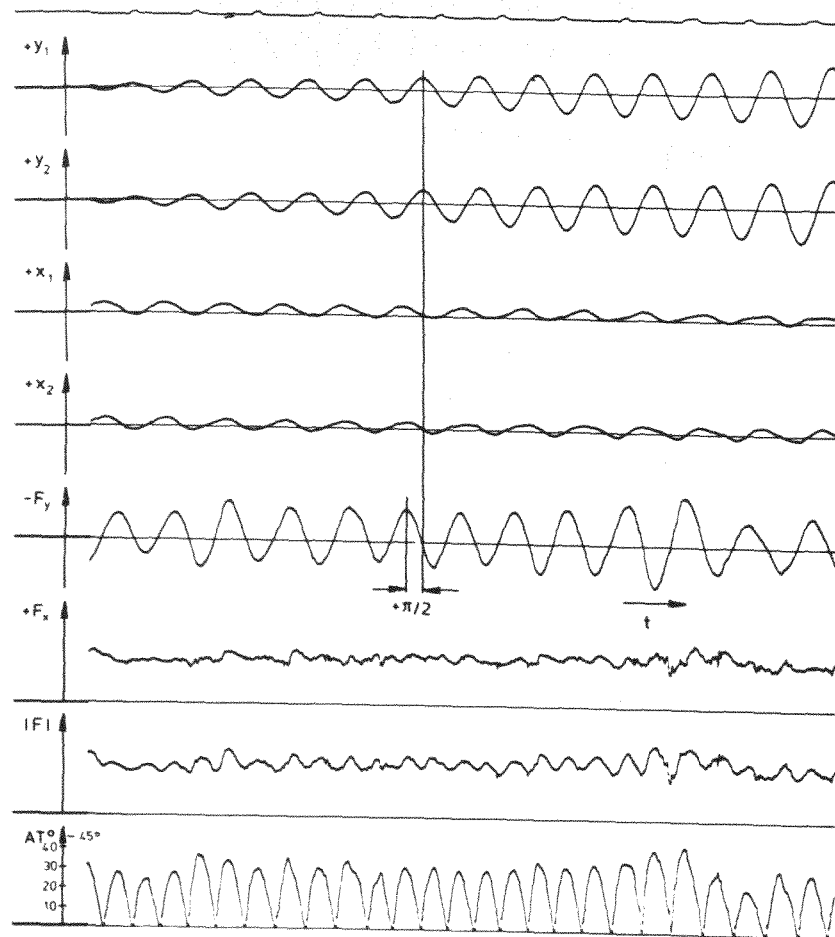
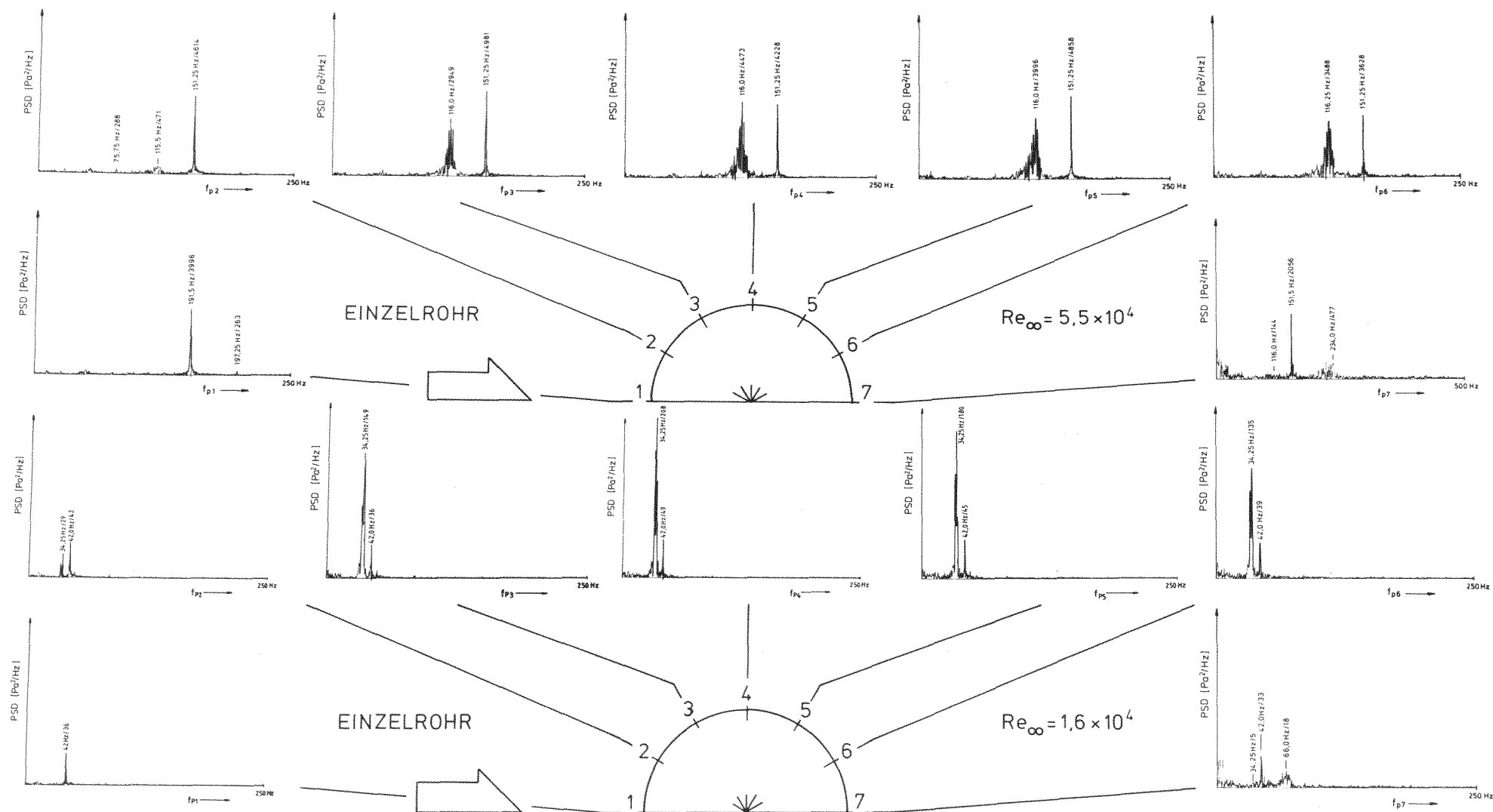
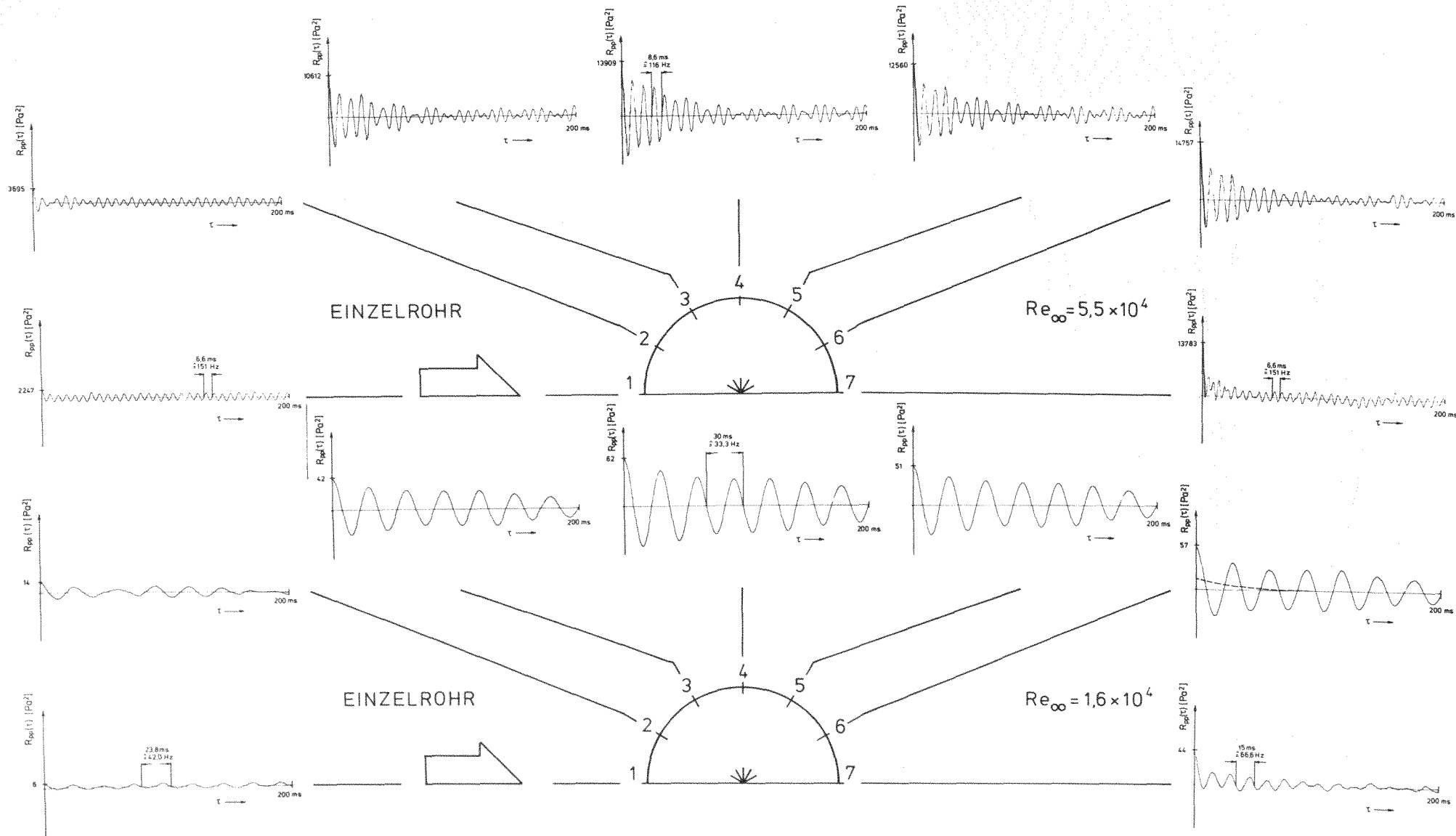


Bild 37 a,b Ein- und Ausschwingvorgänge eines Einzelrohres unter Berücksichtigung der Phasenverschiebungen gegenüber der Auftriebskraft  $F_y$ .





**Bild 38** Spektrale Leistungsdichte PSD der Umfangsdrücke am Einzelrohr bei zwei verschiedenen  $Re$ -Zahlen. Die untere Bildhälfte bezeichnet die 1. Wirbelresonanz.



**Bild 39** Autokorrelationsfunktionen  $R_{pp}(\tau)$  der Umfangsdrücke am Einzelrohr bei zwei verschiedenen  $Re$ -Zahlen. Die untere Bildhälfte bezeichnet die 1. Wirbelresonanz.

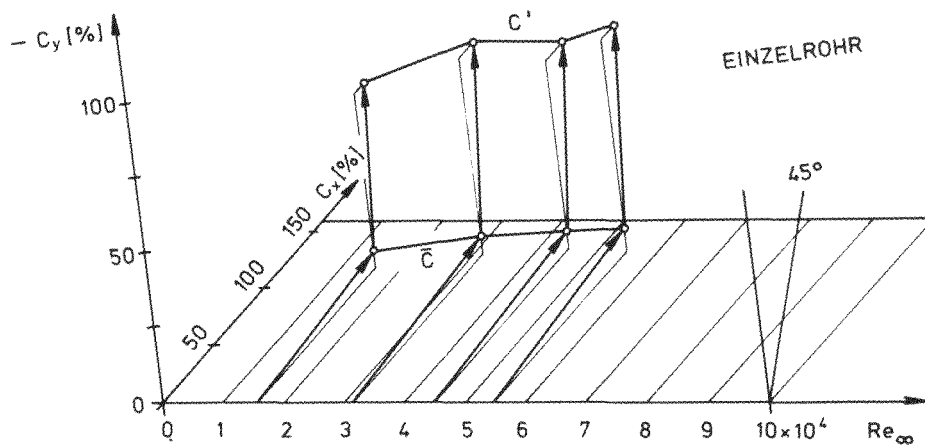


Bild 40 Dimetrische Darstellung der statischen und dynamischen Kraftkoeffizienten über der Reynolds-Zahl  $Re_\infty$ .

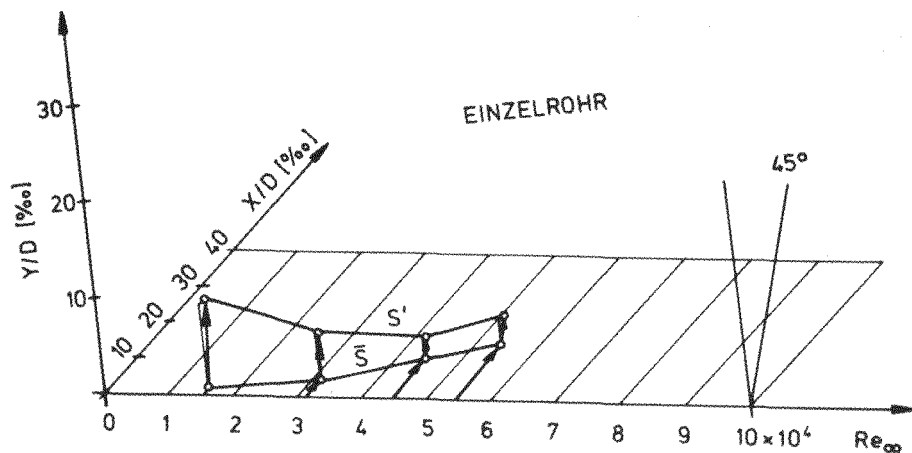


Bild 41 Dimetrische Darstellung der statischen und dynamischen Rohrverschiebungen über der Reynolds-Zahl  $Re_\infty$ .

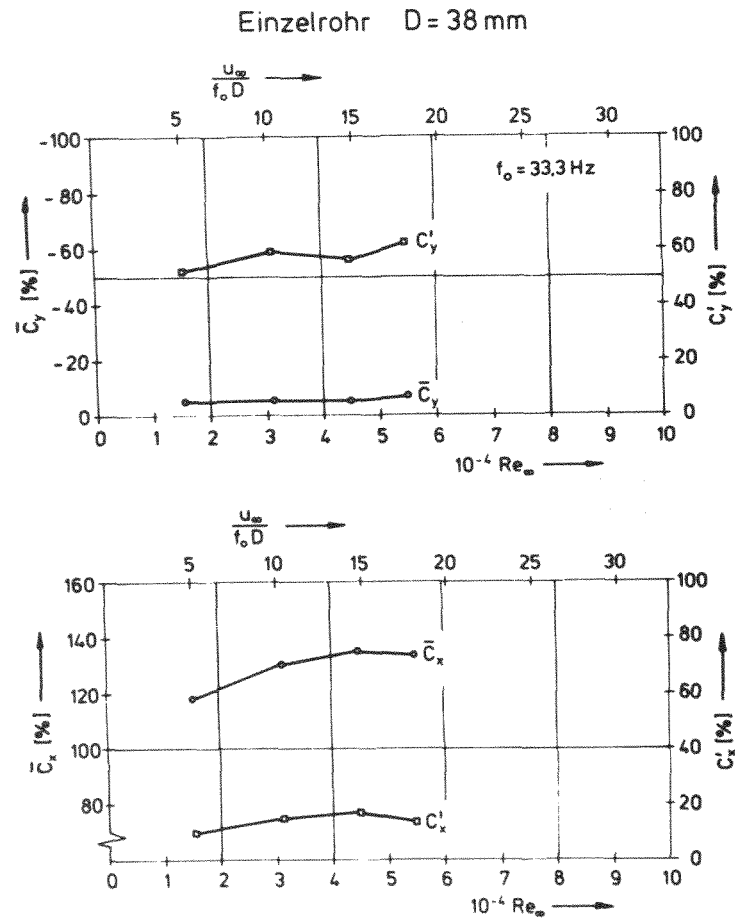


Bild 42 Statische und dynamische Kraftkoeffizienten  $C$  als Funktion der Re-Zahl.

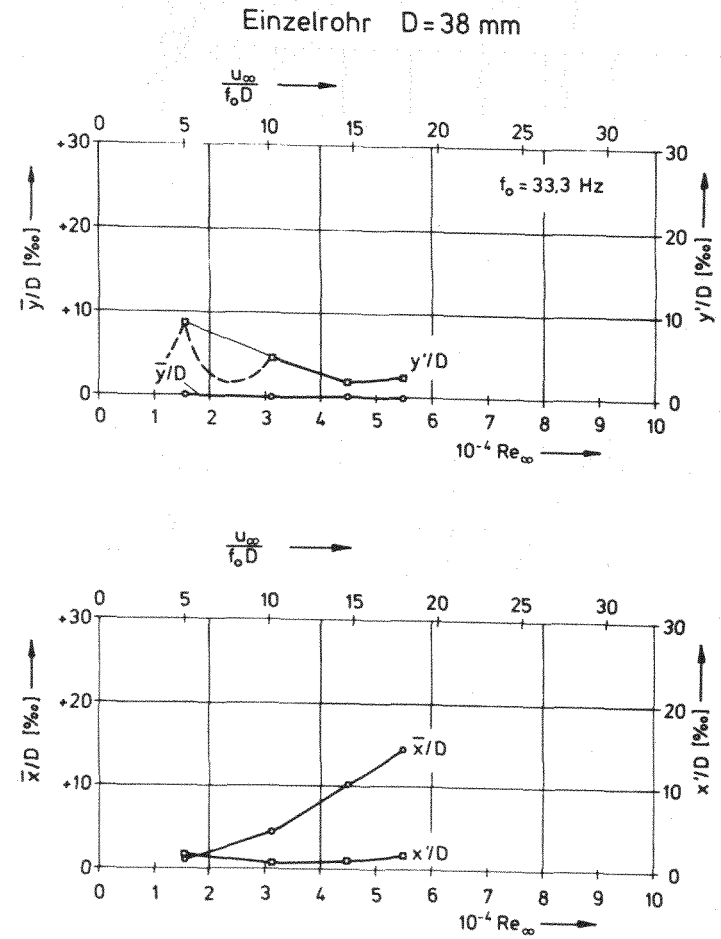
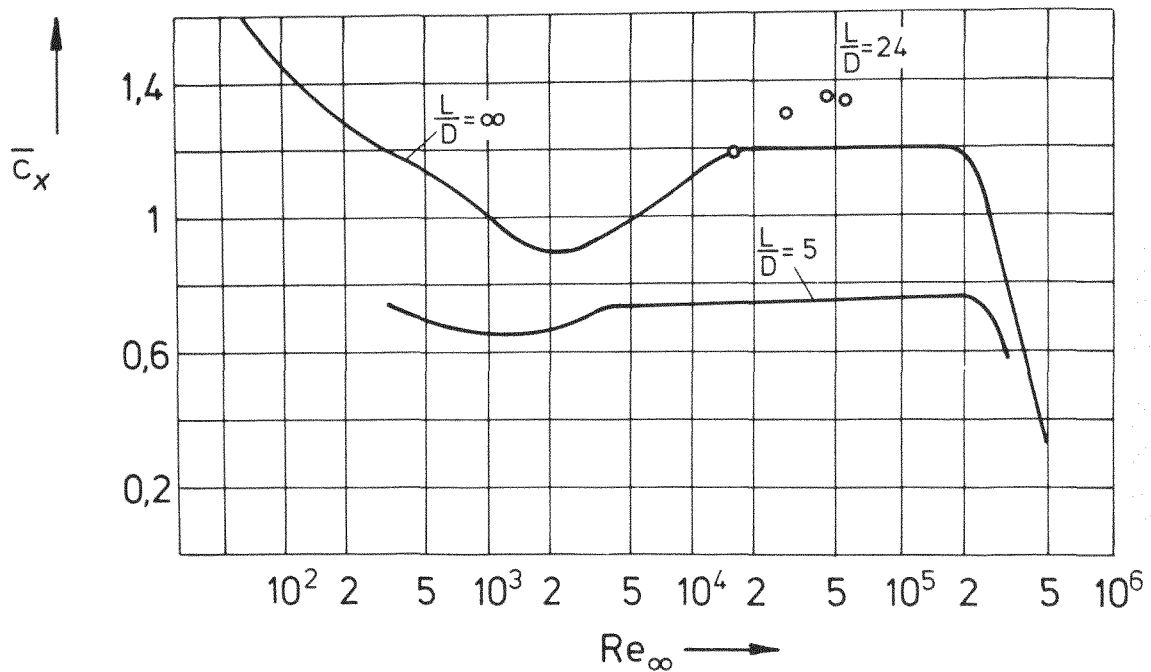


Bild 43 Statische Auslenkungen und RMS-Wert der Schwingungsamplituden des Einzelrohres über der Re-Zahl.



**Bild 44** Vergleich der am Einzelrohr gemessenen, mit den in der Literatur (HÖLZEL /41/) angegebenen Widerstandskoeffizienten im unterkritischen Re-Zahl-Bereich. Meßwerte nicht nach ALLEN und VINCENTI /2/ korrigiert.

t/D	Rohr-Anordnung	B
Einzelrohr	-	1,095
2,88	3 x 3	1,53
2,30	4 x 3	1,77
1,44	7 x 5	3,27
1,15	9 x 5	7,55

**Bild 45** Theoretische Blockierungsverhältnisse B nach Gl. 7.42 und 8.46 bei Einbau von fluchtenden Rohrbündeln unterschiedlicher quadratischer Teilungen.

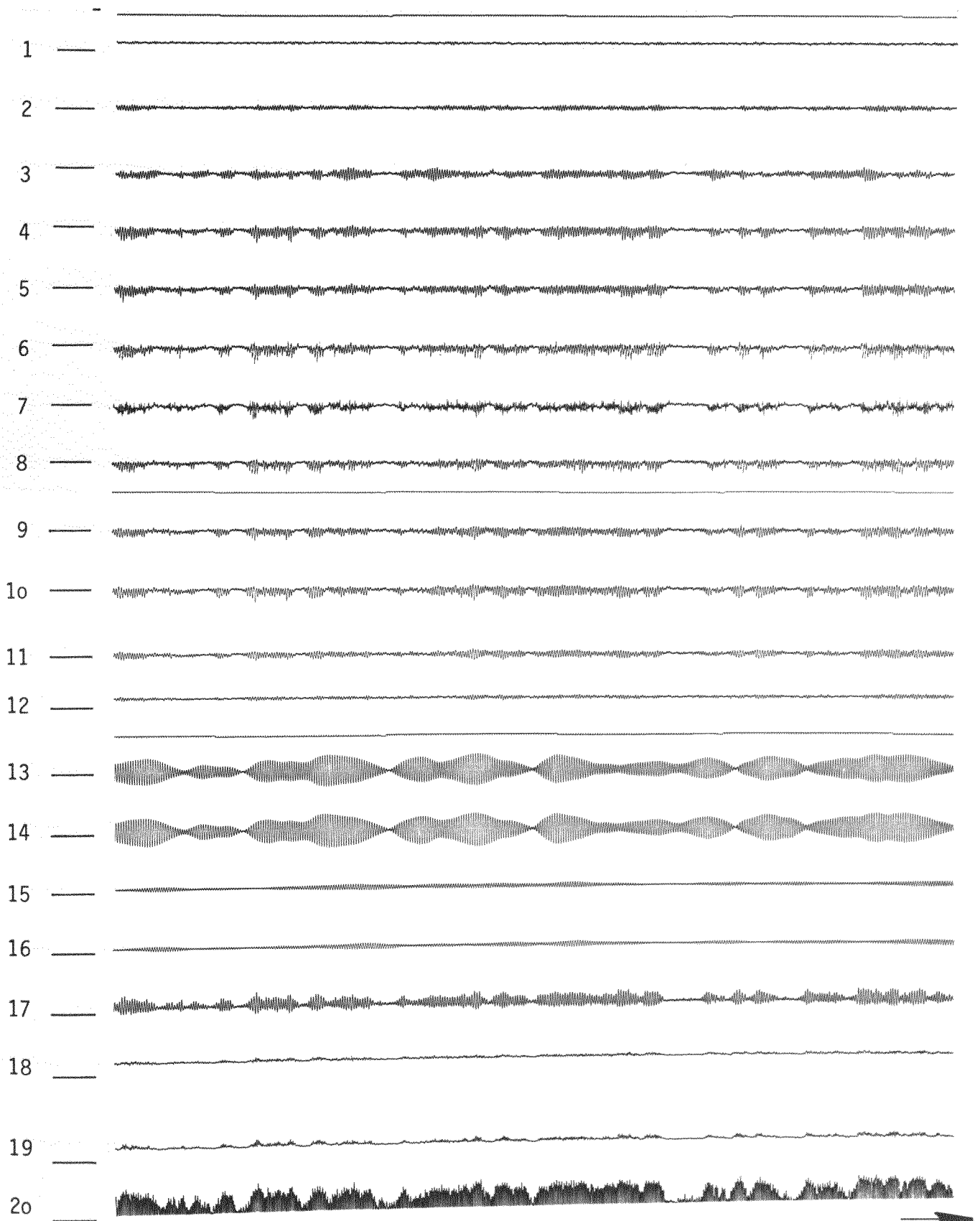


Bild 46 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte  
am Rohrbündel (1. RR,  $t/D = 2,88$ ).  $Re_g = 2,11 \times 10^4$ .  
1. Wirbelresonanz. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

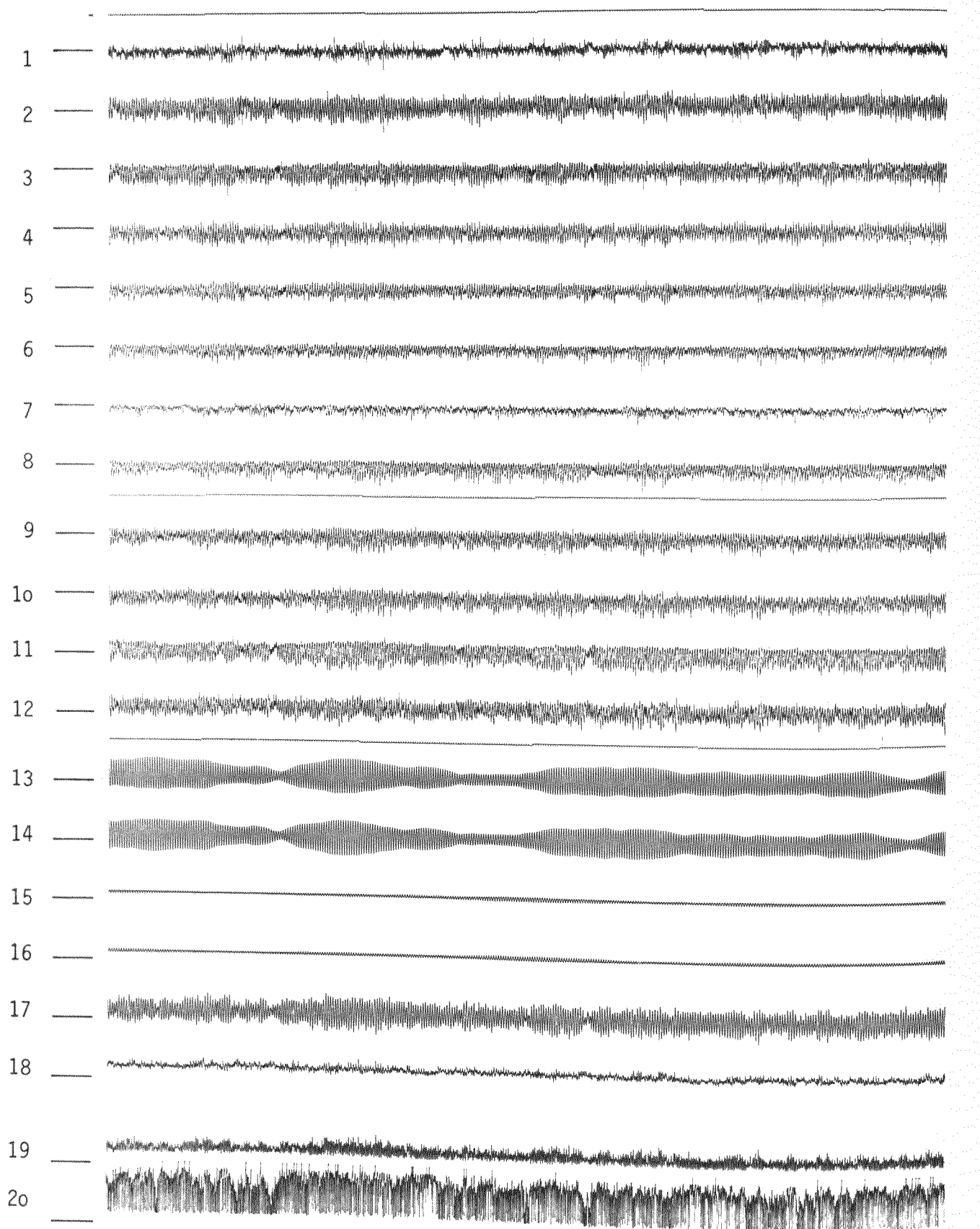


Bild 47 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Rohrbündel (2. RR,  $t/D = 2,88$ ).  $Re_g = 2,09 \times 10^4$ .  
 1. Wirbelresonanz. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

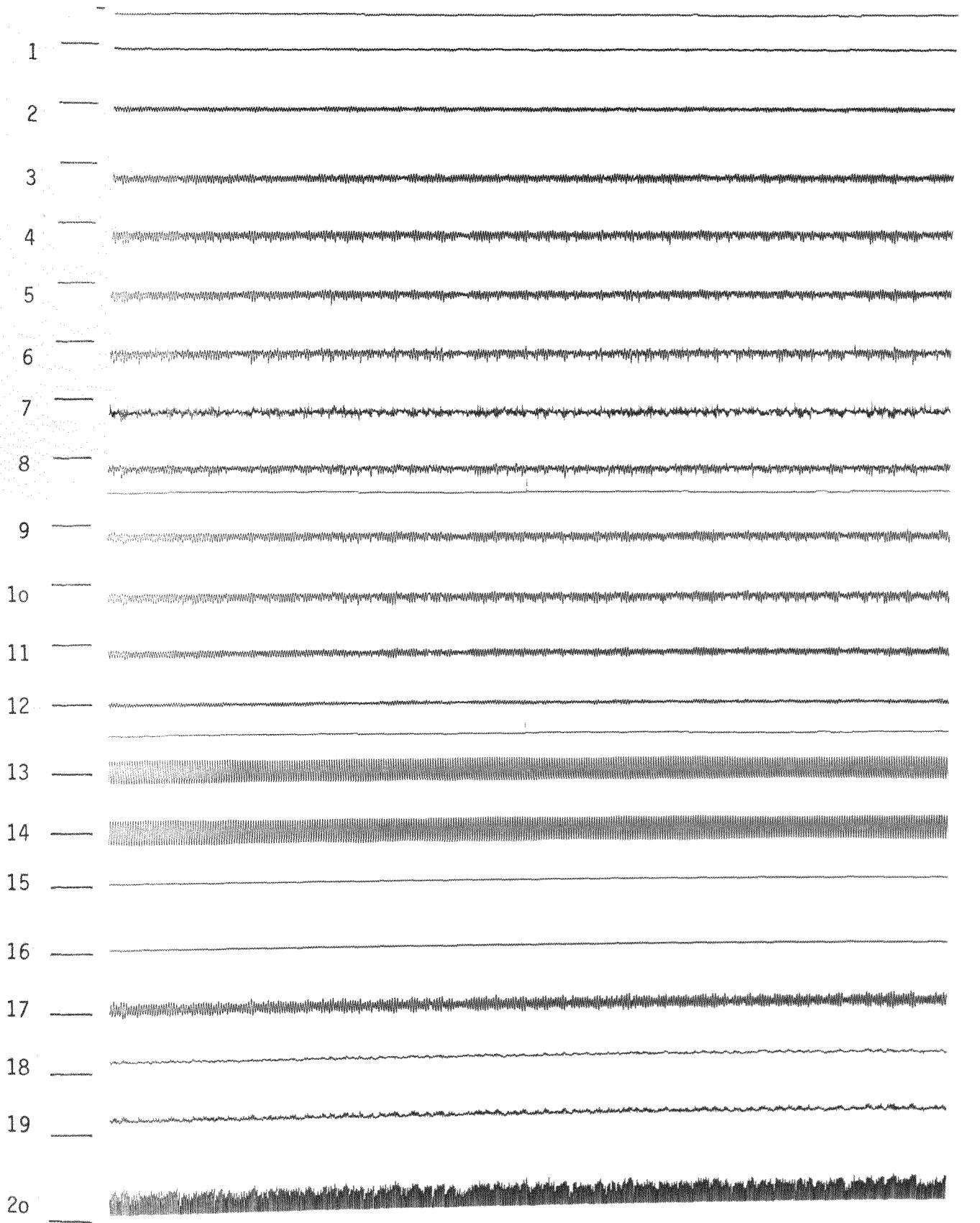


Bild 48 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte  
am Rohrbündel (1. RR,  $t/D = 2,30$ ).  $Re_g = 2,12 \times 10^4$ .  
1. Wirbelresonanz. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.



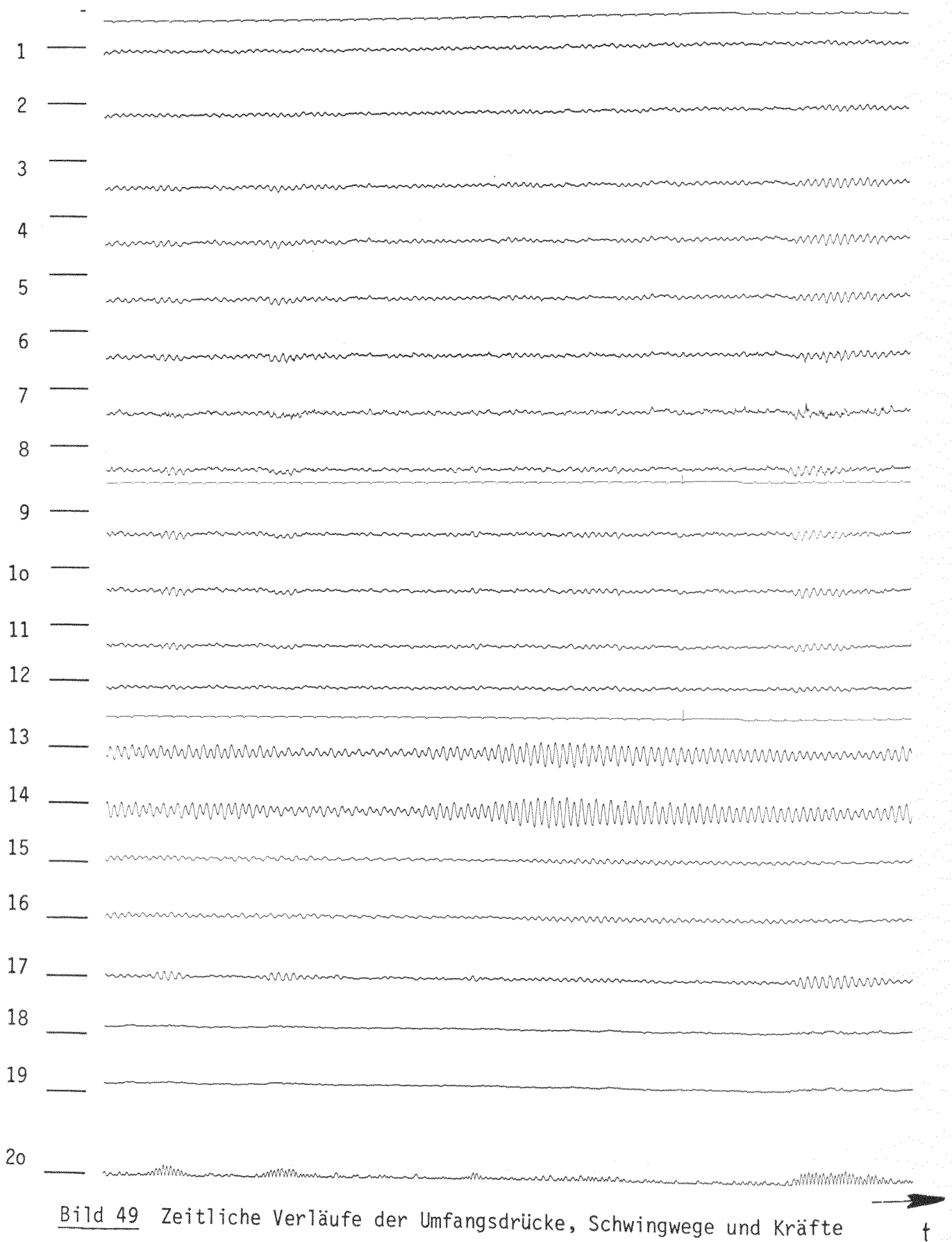


Bild 49 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Rohrbündel (1. RR,  $t/D = 2,30$ ).  $Re_g = 4,30 \times 10^4$ .  
2. Wirbelresonanz. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

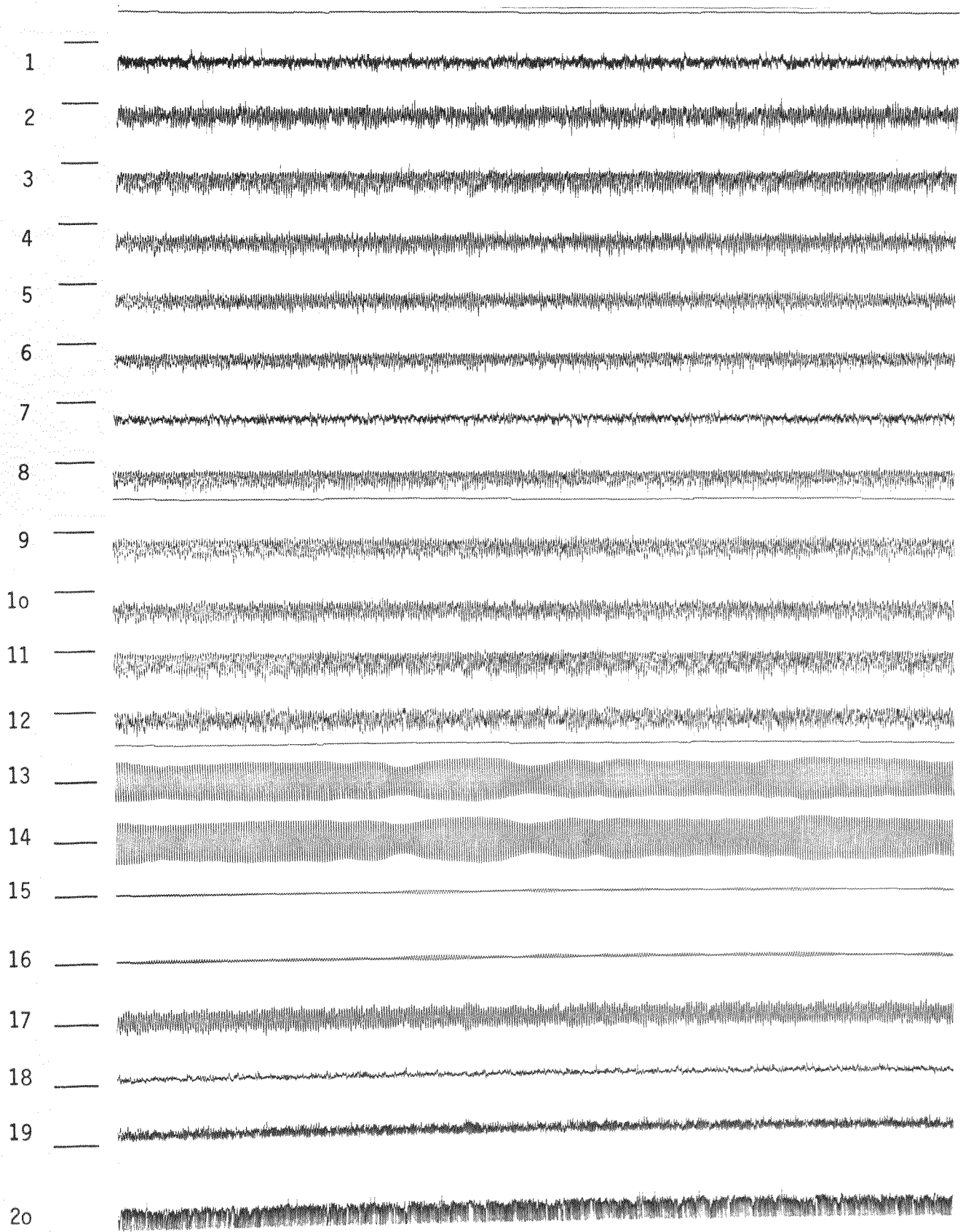
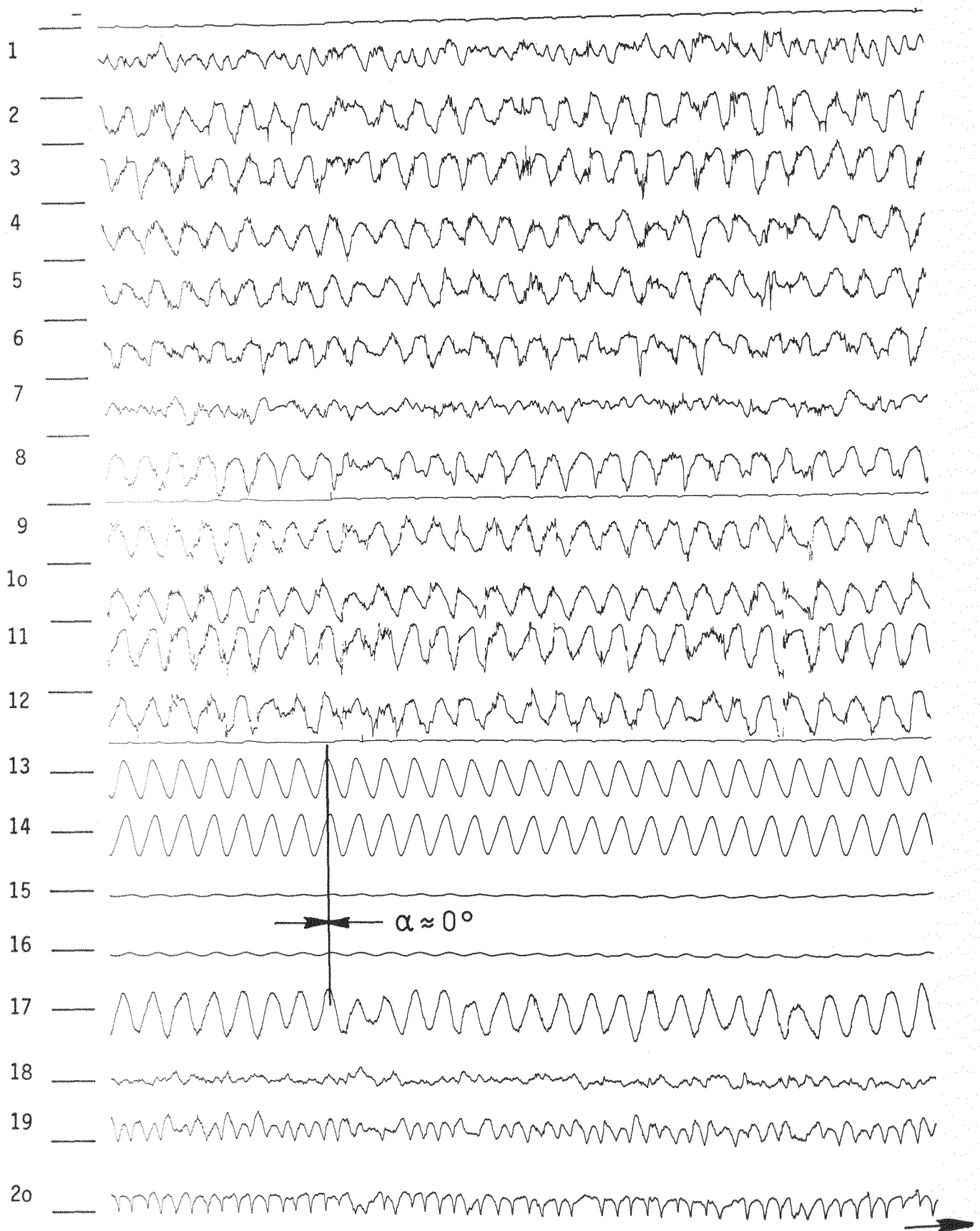


Bild 50 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte  
am Rohrbündel (2. RR,  $t/D = 2,30$ ).  $Re_g = 2,06 \times 10^4$ .  
1. Wirbelresonanz. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.



**Bild 51** Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Rohrbündel (2. RR,  $t/D = 2,30$ ).  $Re_g = 2,06 \times 10^4$ . Detaildarstellung von Bild 50. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

t

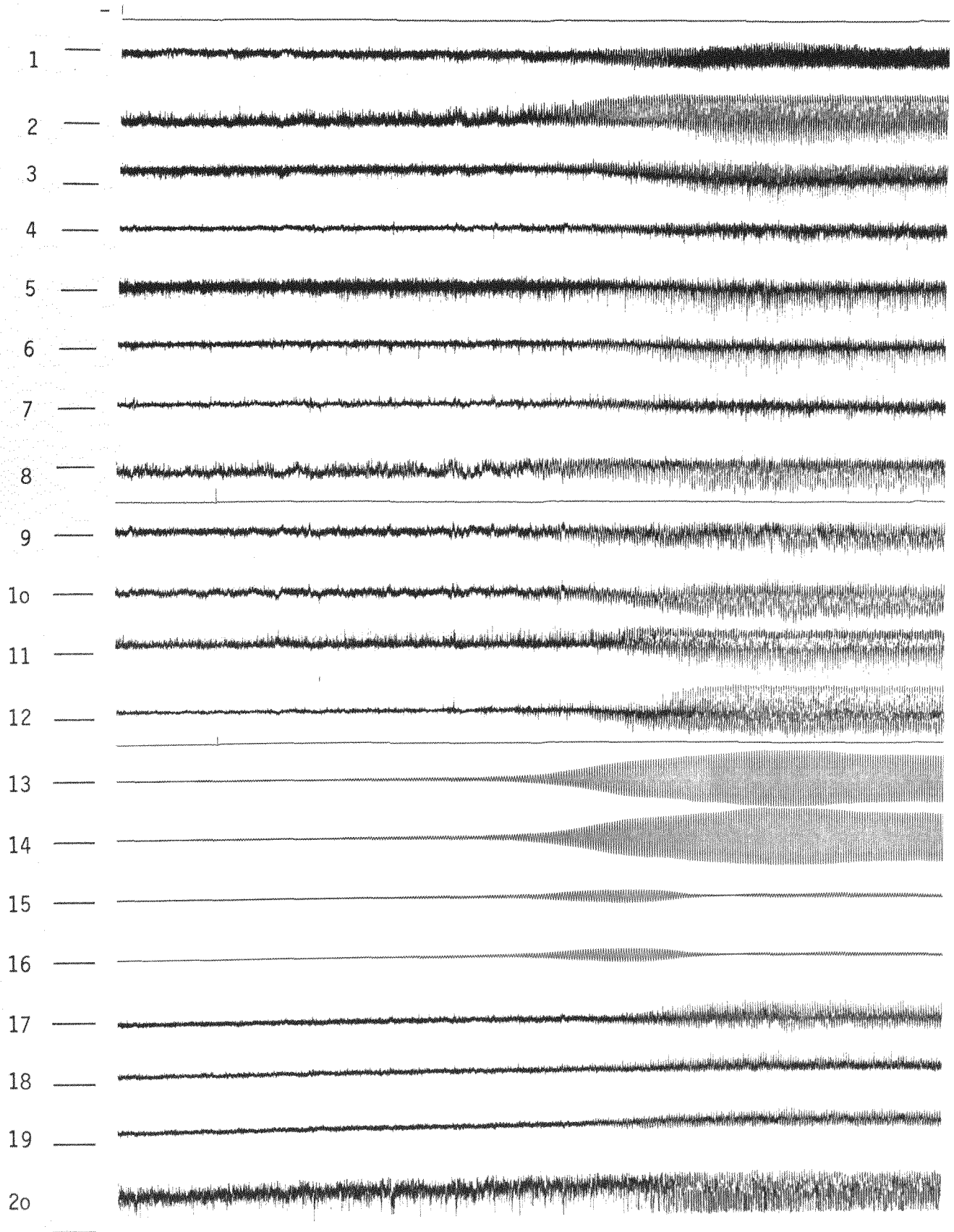


Bild 52 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Rohrbündel (2. RR,  $t/D = 1,44$ ) bei steigender Anströmgeschwindigkeit.  $Re_g \approx 6,77 \times 10^4$ . Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

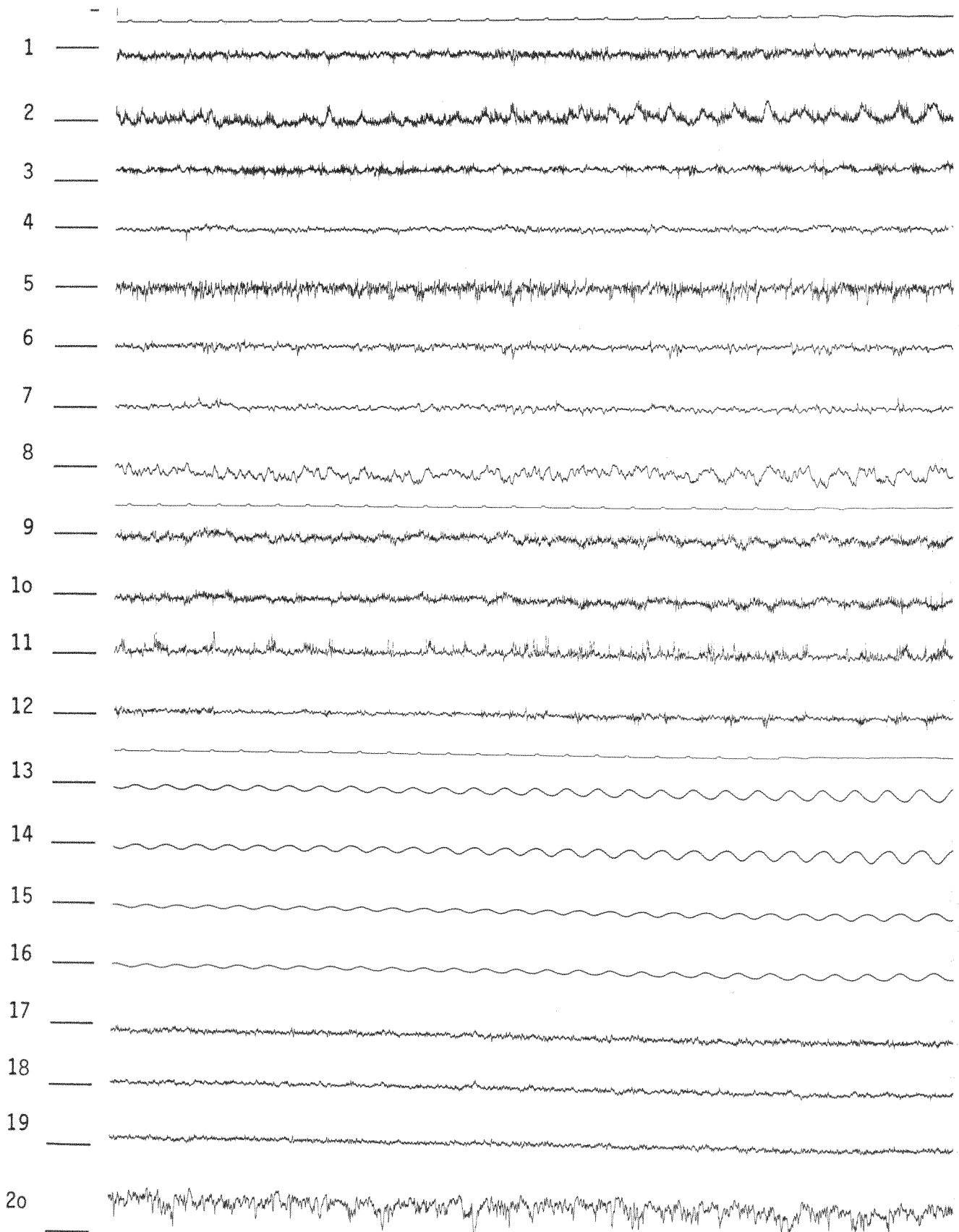
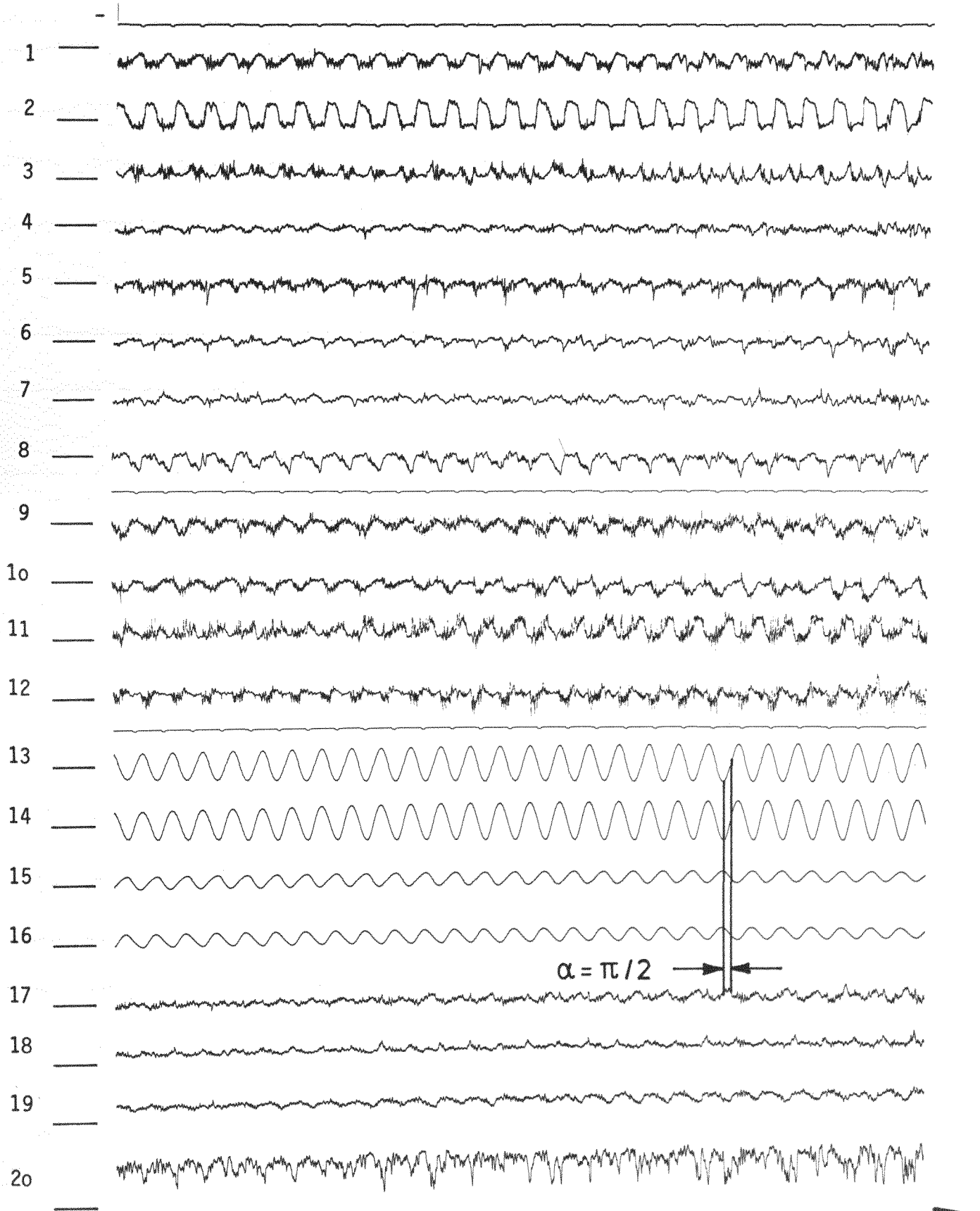


Bild 53 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Rohrbündel (2. RR,  $t/D = 1,44$ ). 1. Detaildarstellung von Bild 52.  $Re_g \approx 6,77 \times 10^4$ . Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

→  
t



**Bild 54** Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Rohrbündel (2. RR,  $t/D = 1,44$ ). 2. Detaildarstellung von Bild 52.  $Re_{\infty} \approx 6,77 \times 10^4$ . Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

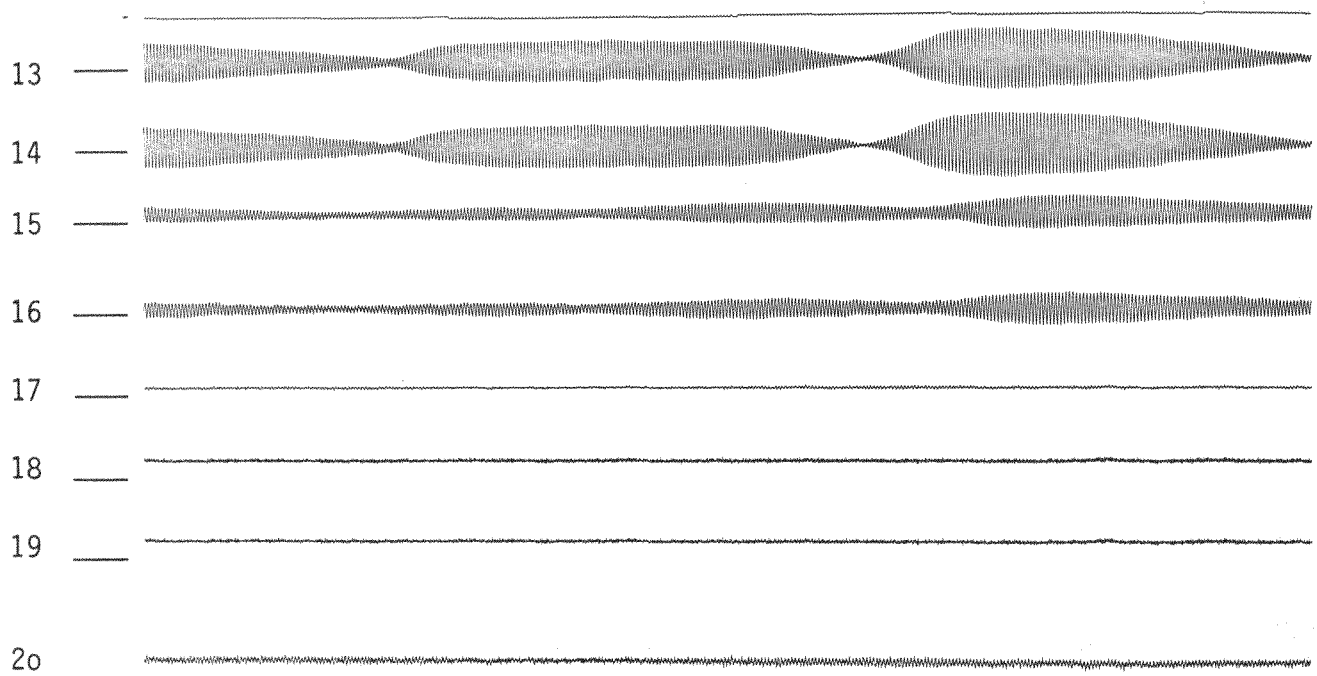


Bild 55 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Rohrbündel (1. RR,  $t/D = 1,15$ ).  $Re_g = 3,33 \times 10^4$ .  
Nachbarrohre frei beweglich. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

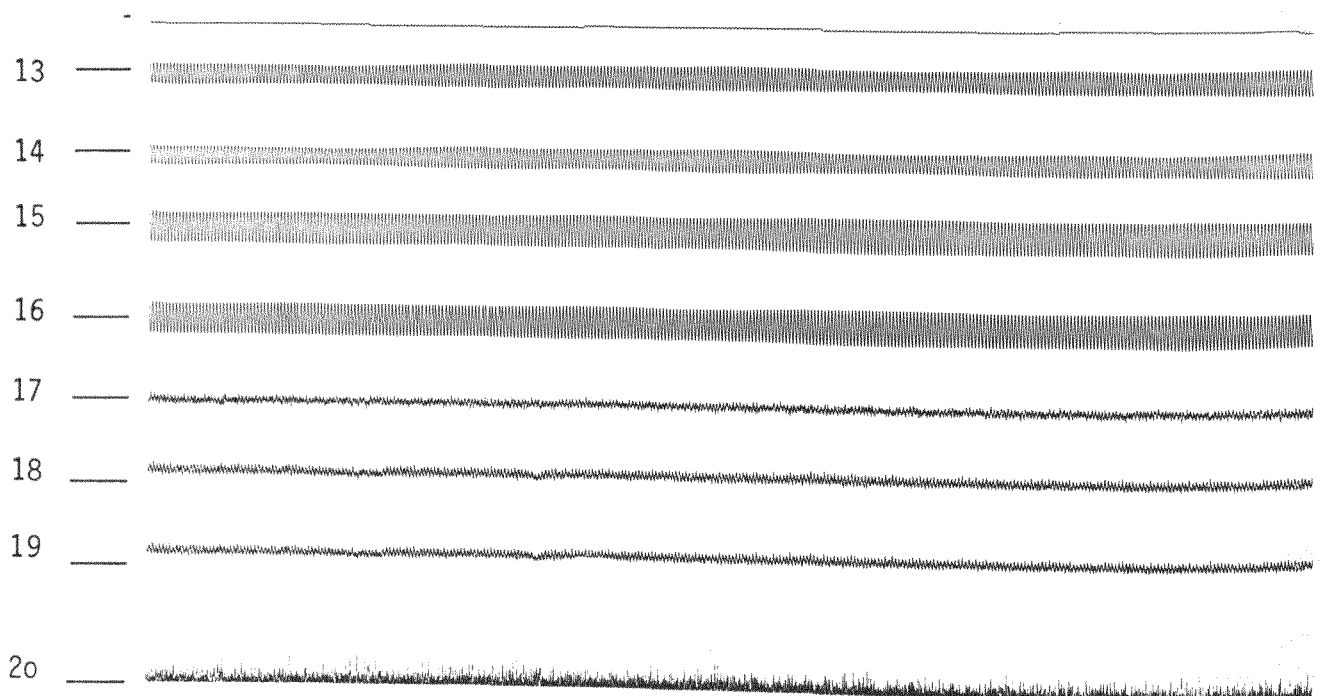


Bild 56 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Rohrbündel (2. RR,  $t/D = 1,15$ ).  $Re_g = 3,33 \times 10^4$ .  
Nachbarrohre frei beweglich. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

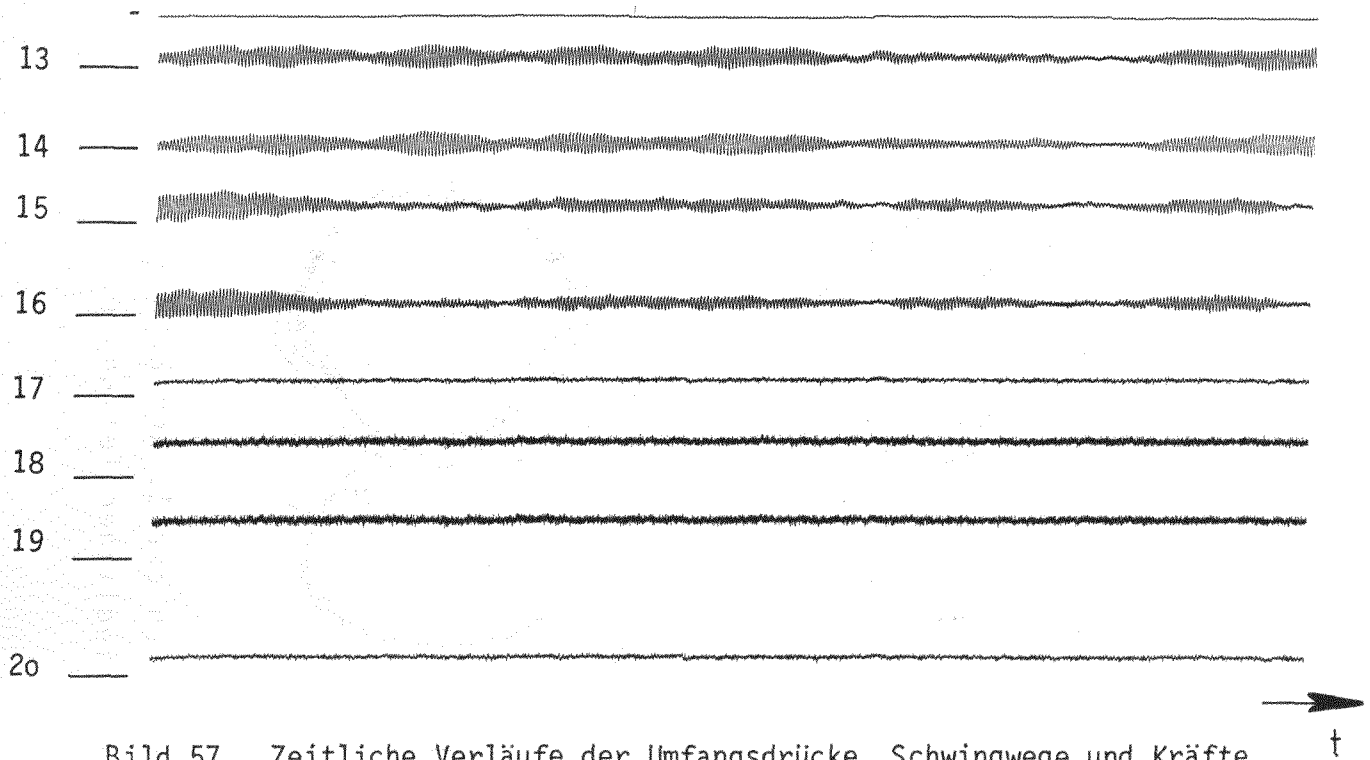


Bild 57 Zeitliche Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Rohrbündel (1. RR,  $t/D = 1,15$ ).  $Re_g = 3,33 \times 10^4$ . Nachbarrohre blockiert. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.

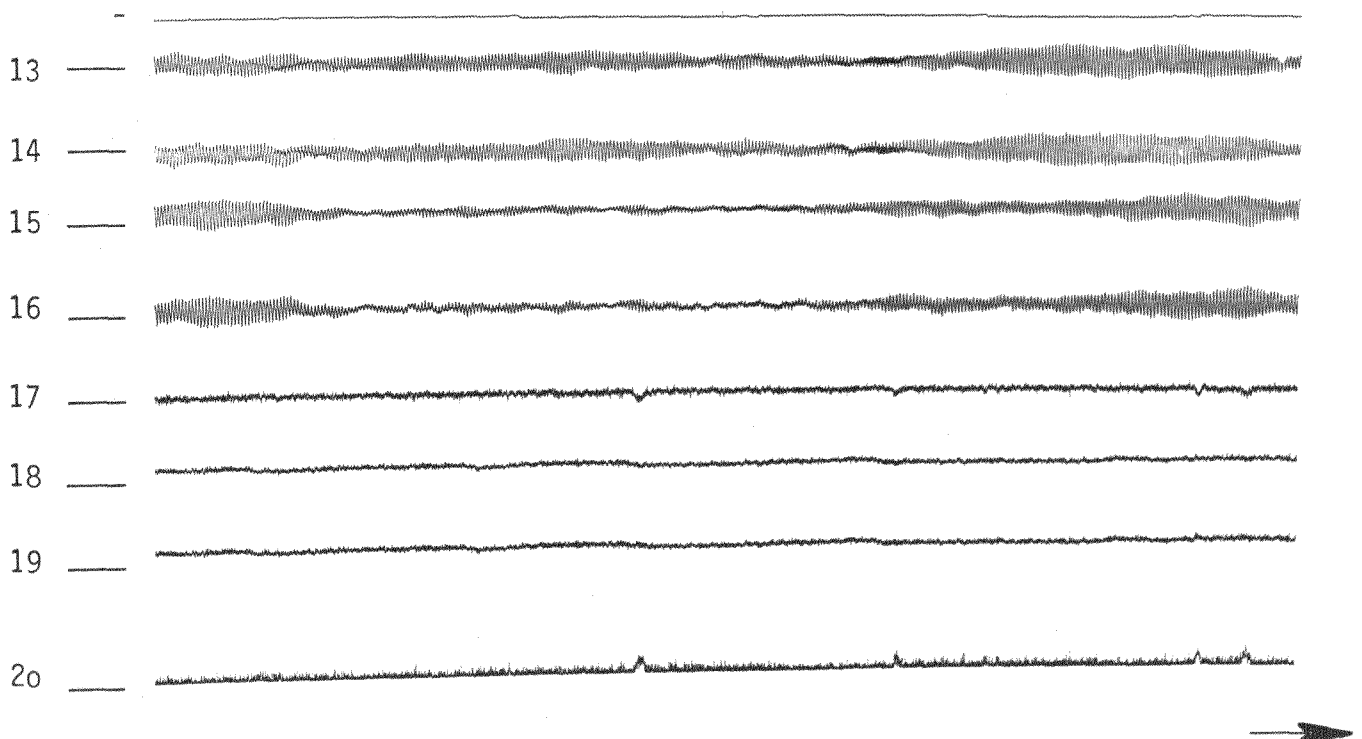


Bild 58 Zeitlich Verläufe der Umfangsdrücke, Schwingwege und Kräfte am Rohrbündel (2. RR,  $t/D = 1,15$ ).  $Re_g = 3,33 \times 10^4$ . Nachbarrohre blockiert. Spurbezeichnung siehe Seite 41-42.



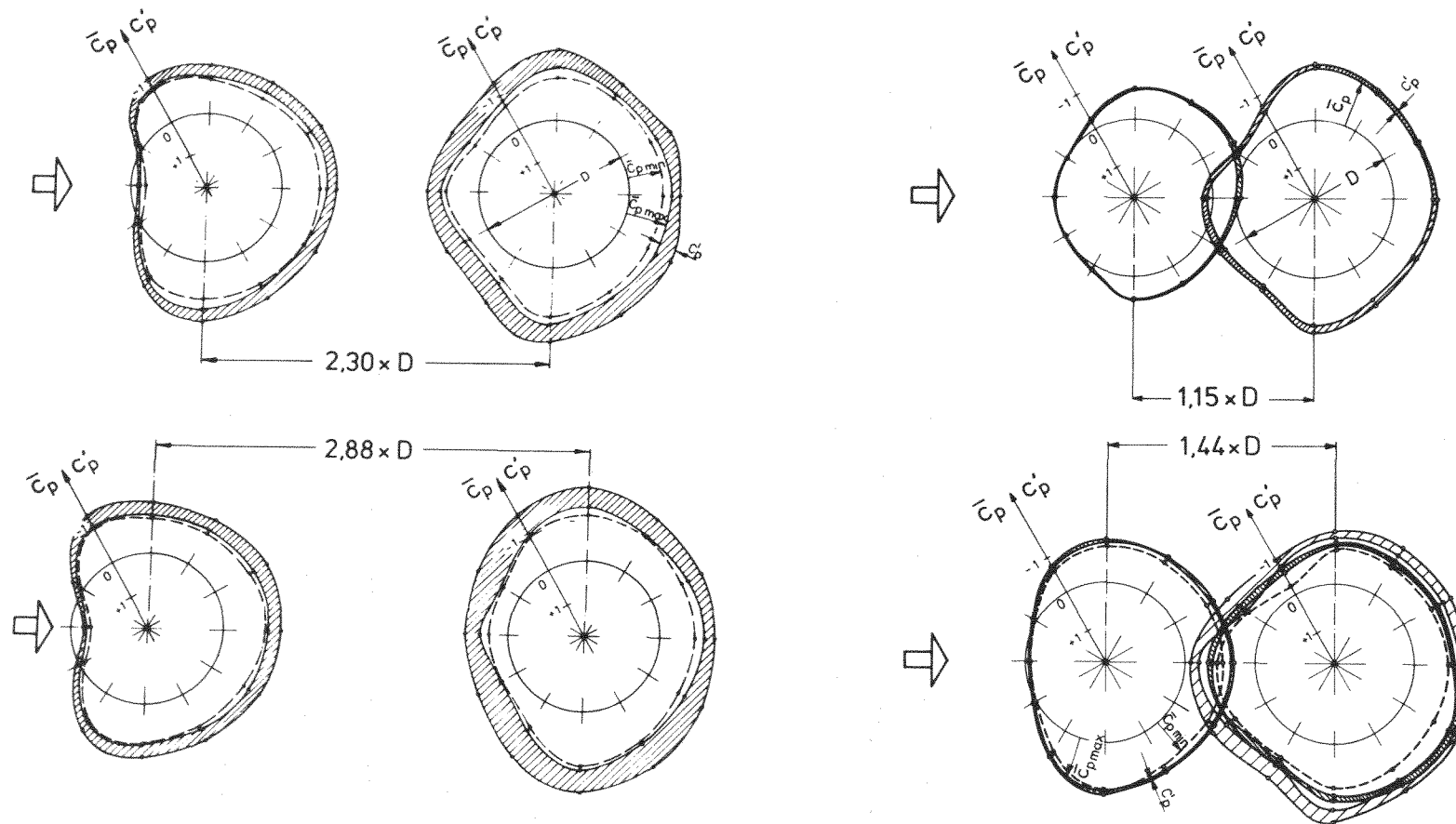
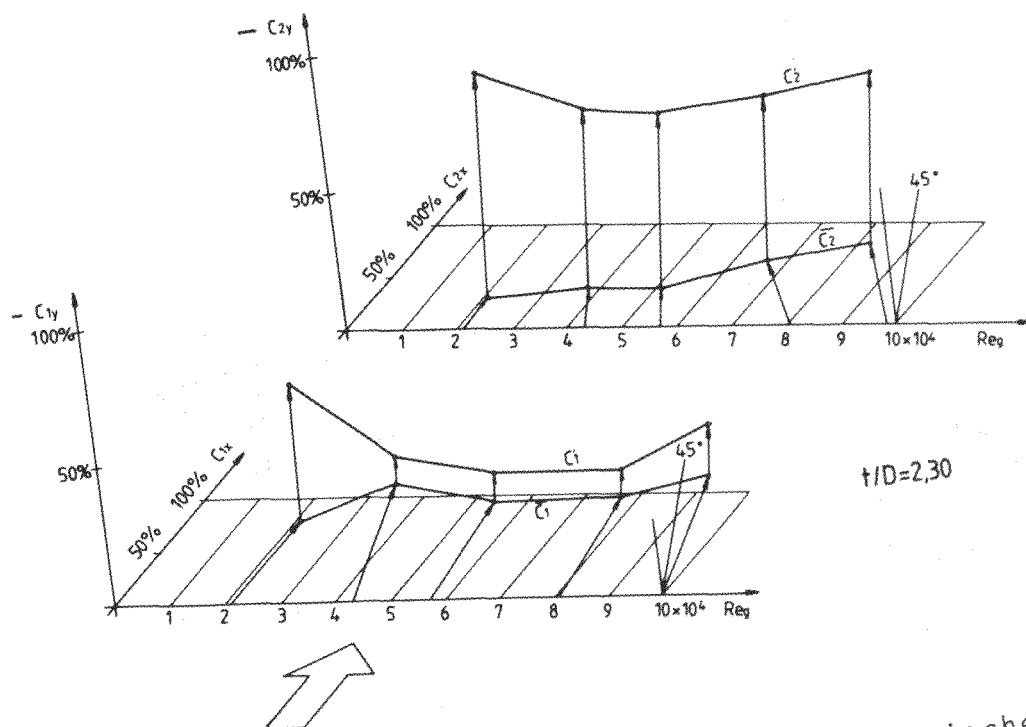
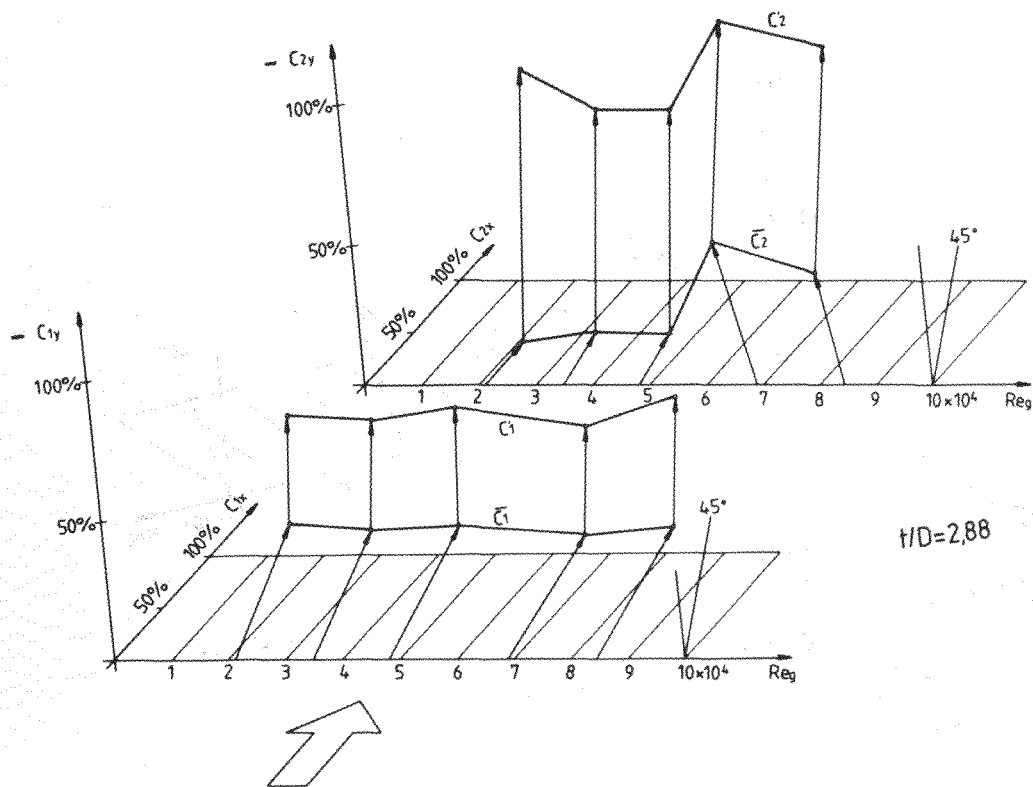
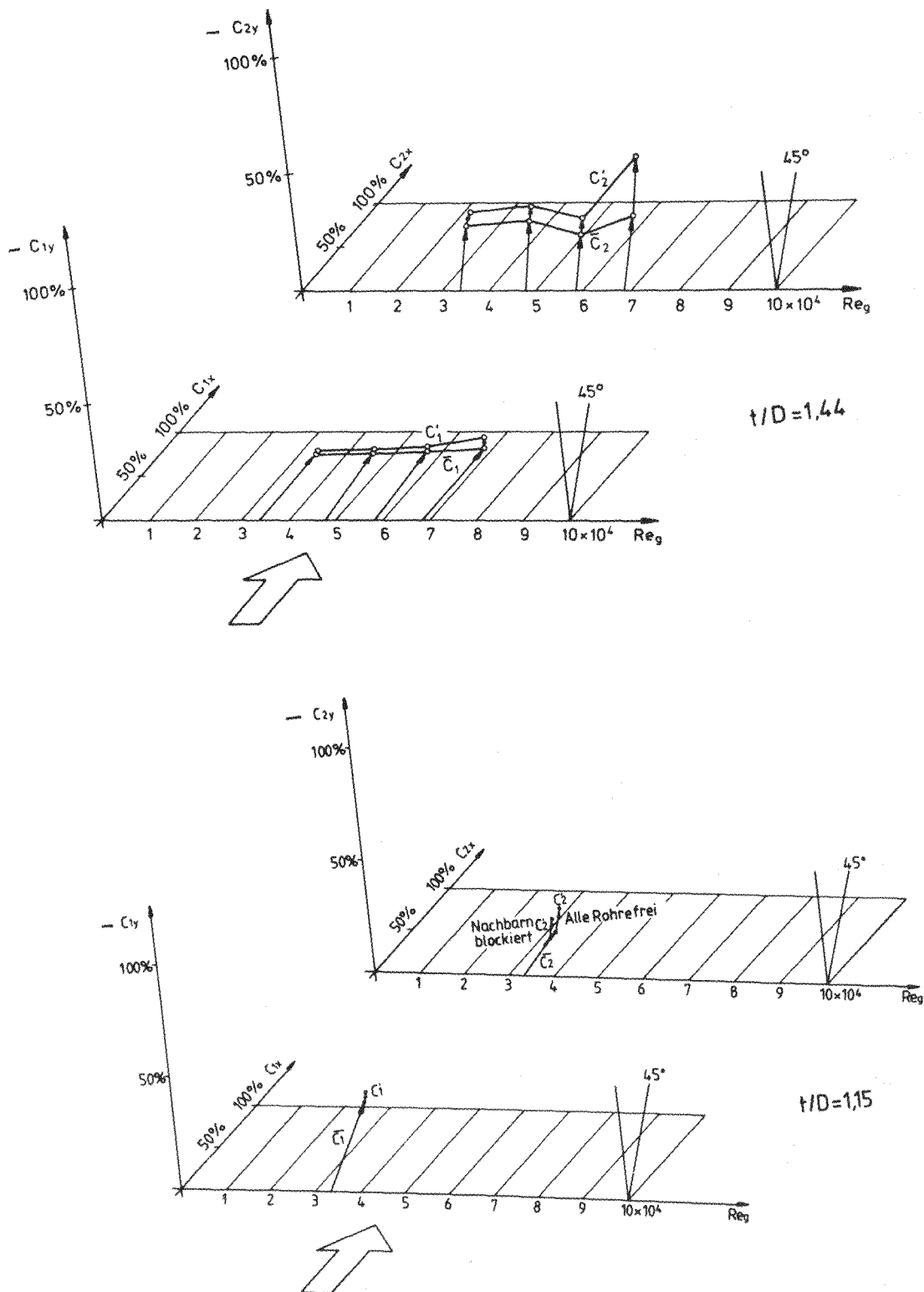


Bild 59 Radialdruckverteilungen  $\bar{c}_p$  und  $c_p'$  an zwei Rohren der 1. und 2.RR in einem fluchtenden Rohrbündel bei vier unterschiedlichen Teilungen.

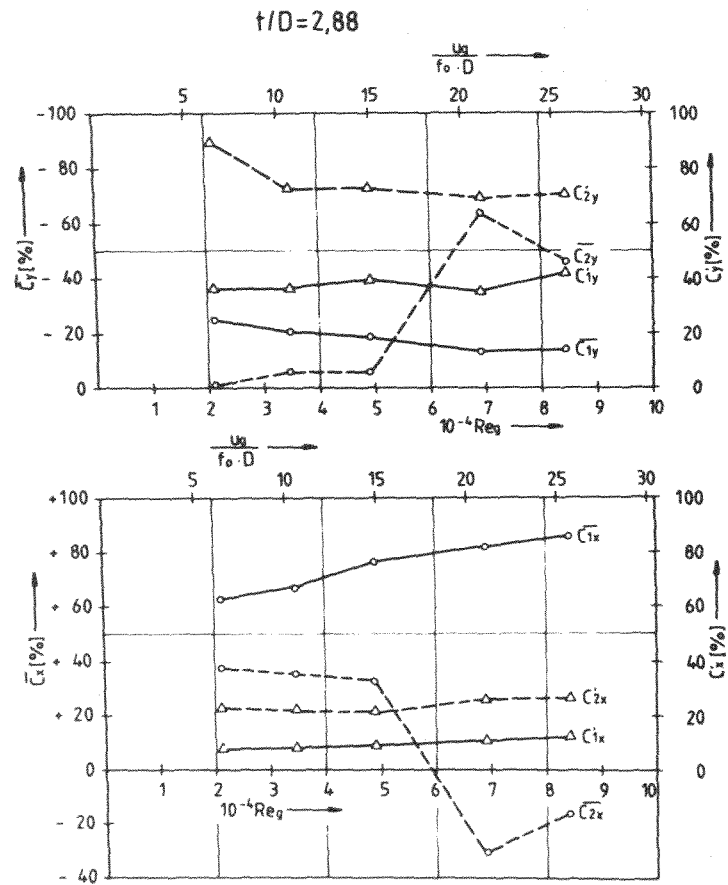


**Bild 60** Dimetrische Darstellungen der statischen und dynamischen Kraftkoeffizienten  $C$  als Funktion der Reynolds-Zahl  $Re_g$  in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohrbündels mit den Teilungen  $t = 2,88 \times D$  und  $t = 2,30 \times D$ .



**Bild 61** Dimetrische Darstellung der statischen und dynamischen Kraftkoeffizienten  $C$  als Funktion der Reynolds-Zahl  $Re_g$  in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohrbündels mit den Teilungen  $t = 1,44 \times D$  und  $t = 1,15 \times D$ .

a)



b)

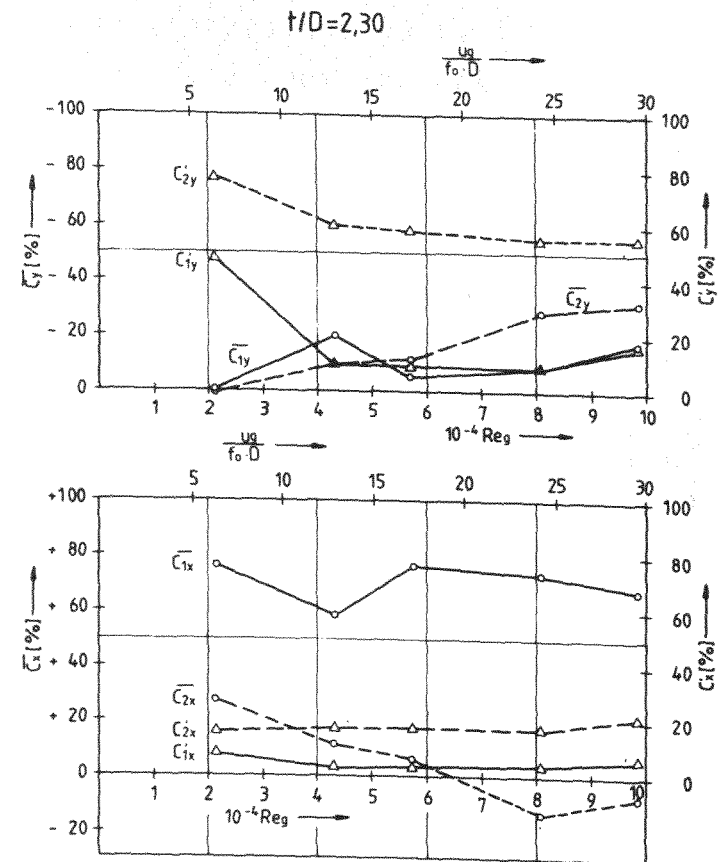


Bild 62 a,b Statische und dynamische Kraftkoeffizienten  $C$  als Funktion der Reynolds-Zahl  $Re_g$  in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohr-bündels mit den Teilungen  $t = 2,88 \times D$  und  $t = 2,30 \times D$ .

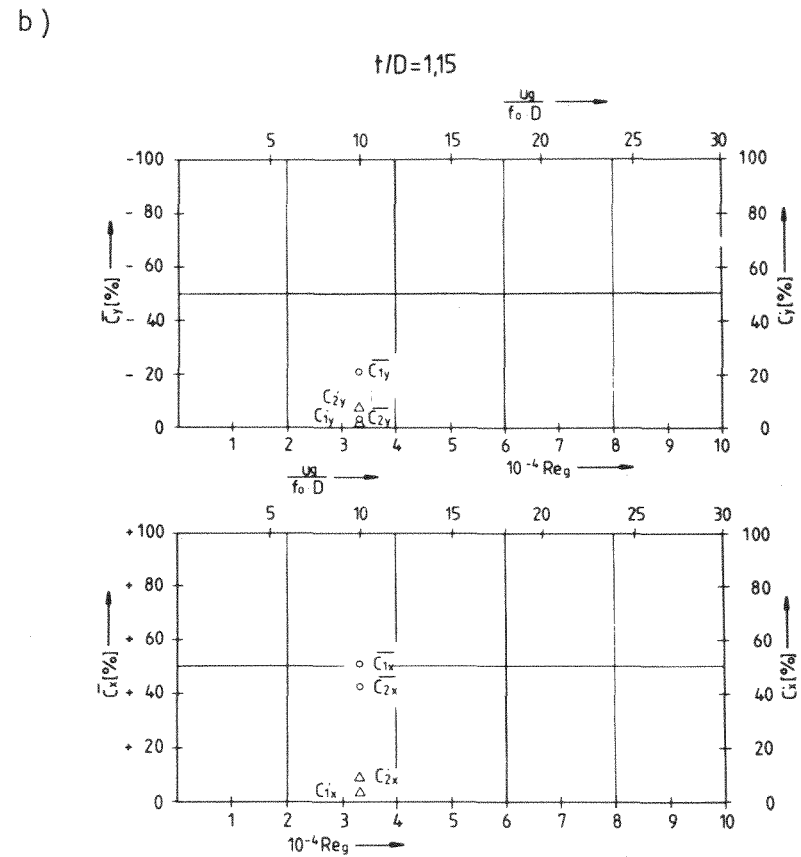
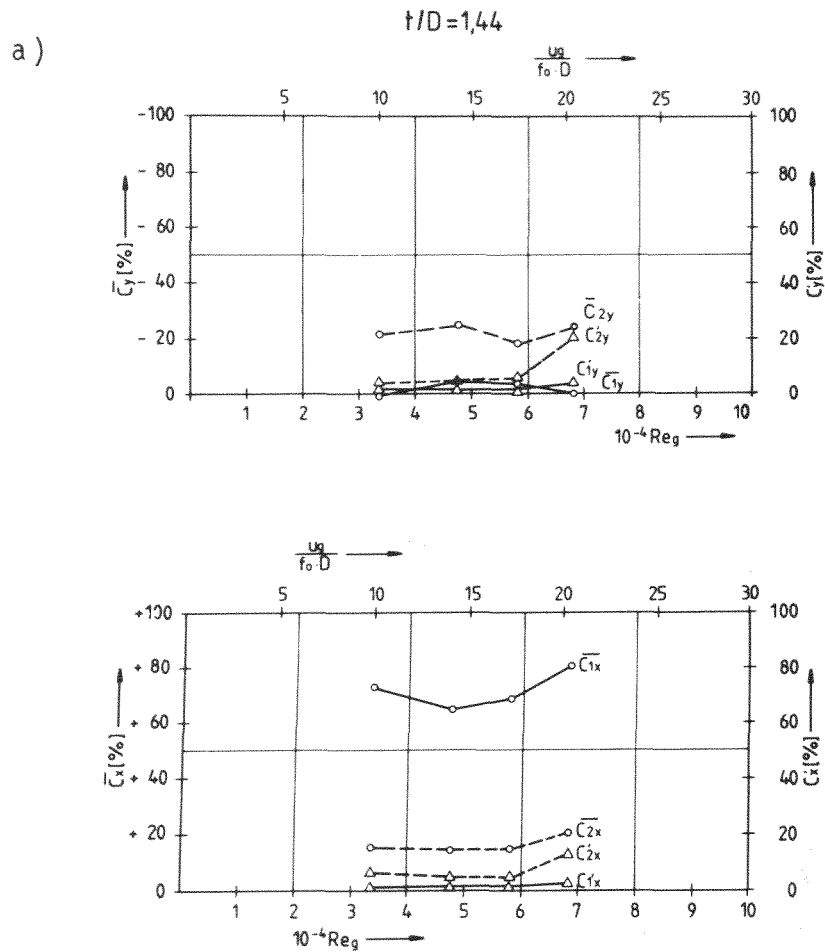
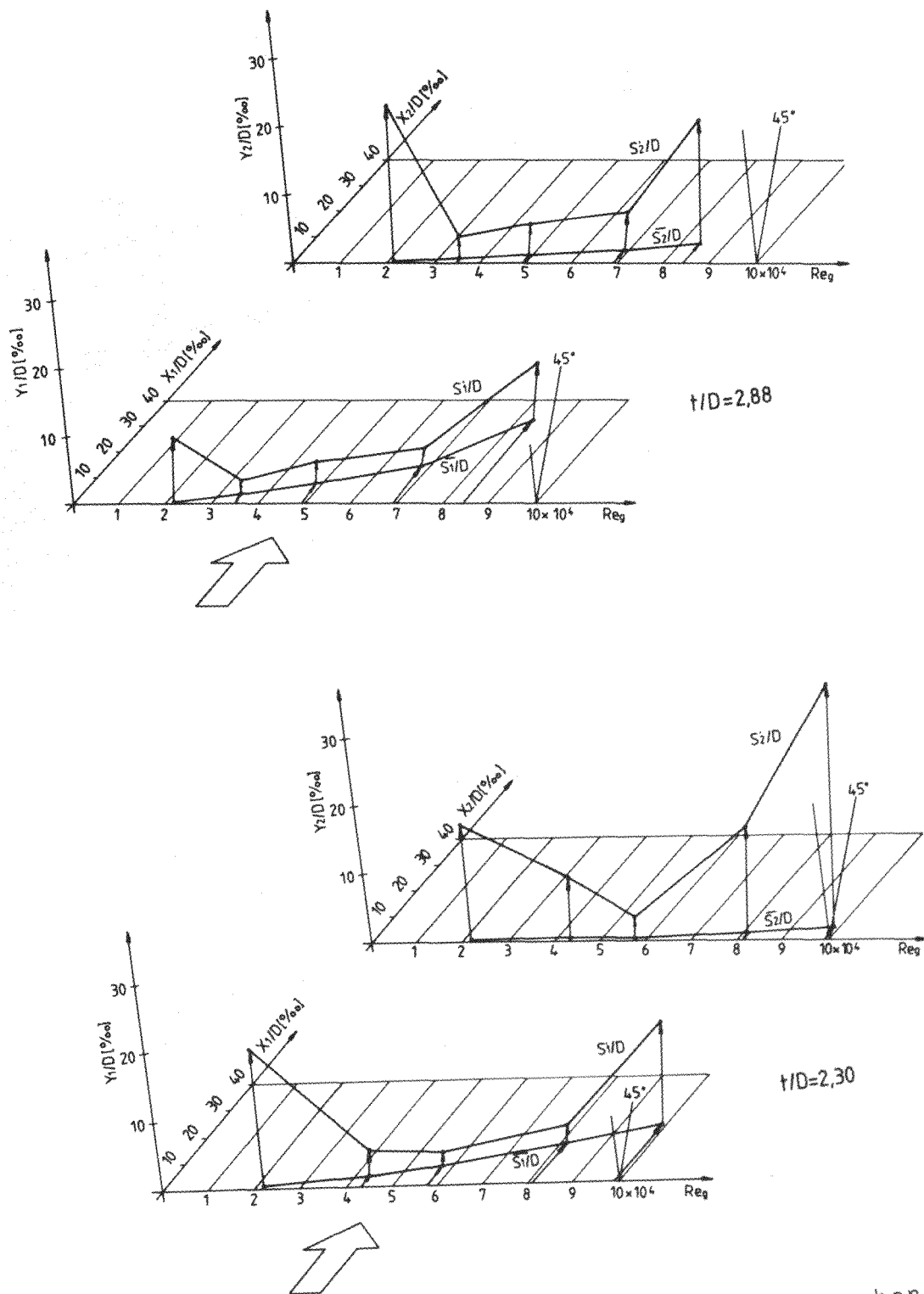
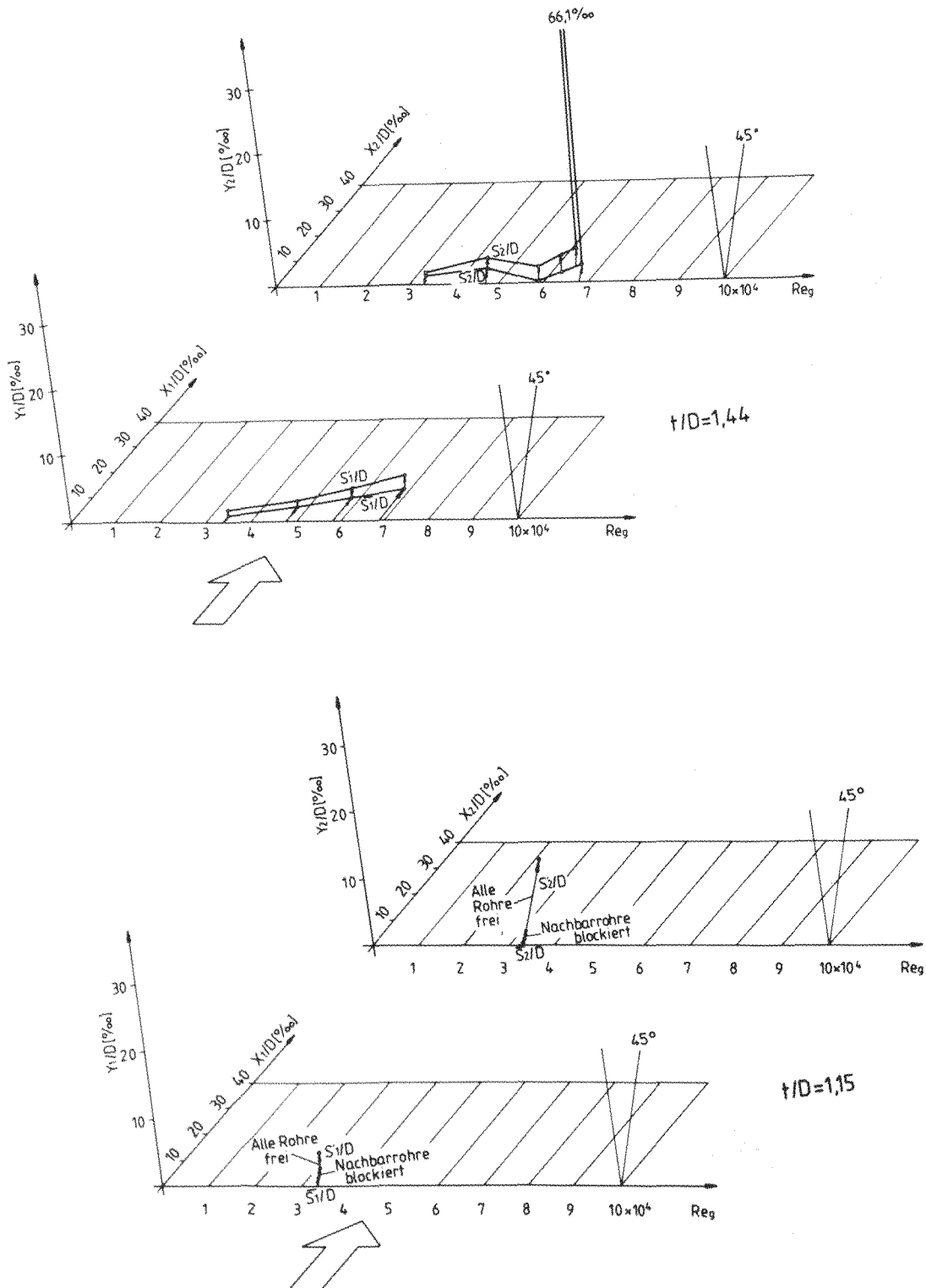


Bild 63 a,b Statische und dynamische Kraftkoeffizienten  $C$  als Funktion der Reynolds-Zahl  $Re_g$  in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohrbündels mit den Teilungen  $t = 1,44 \times D$  und  $t = 1,15 \times D$ .

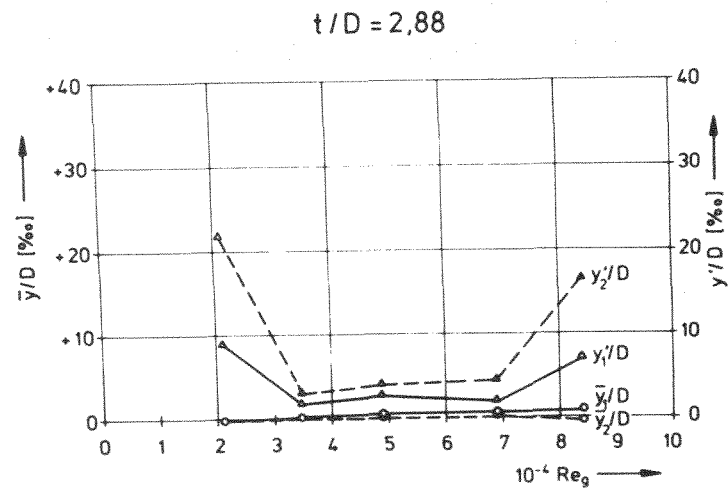


**Bild 64** Dimetrische Darstellung der statischen und dynamischen Rohrverschiebungen  $s/D$  als Funktion der Reynoldszahl  $Re_g$  in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohrbündels mit den Teilungen  $t = 2,88 \times D$  und  $t = 2,30 \times D$ .



**Bild 65** Dimetrische Darstellung der statischen und dynamischen Rohrverschiebungen  $s/D$  als Funktion der Reynolds-Zahl  $Re_g$  in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohrbündels mit den Teilungen  $t = 1,44 \times D$  und  $t = 1,15 \times D$ .

a)



b)

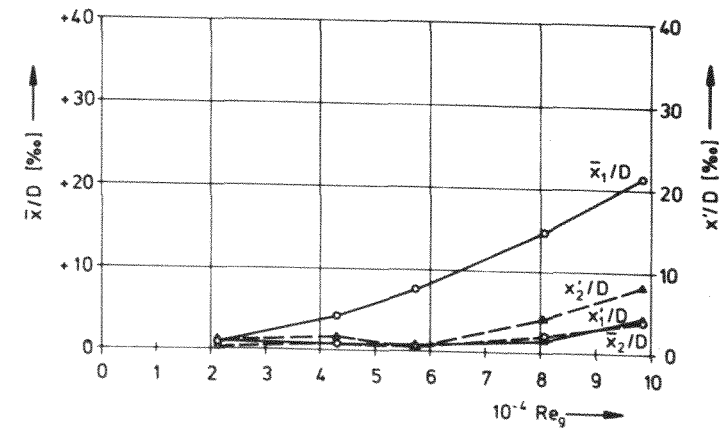
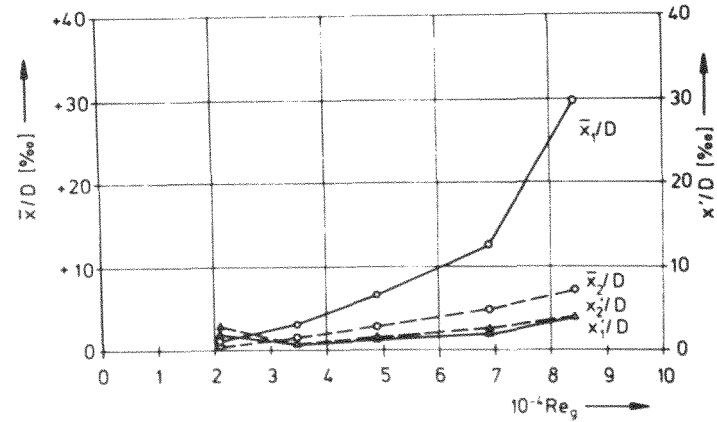
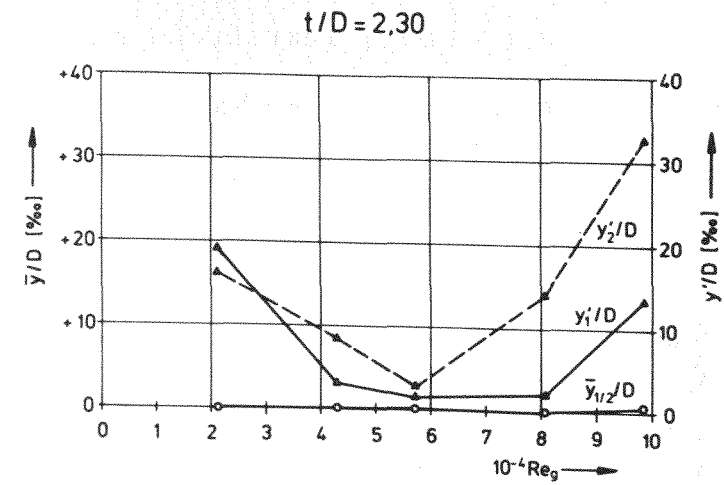


Bild 66 a,b Statische Auslenkungen und RMS-Wert der Schwingungsamplituden über der Reynolds-Zahl  $Re_g$  in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohr-bündels mit den Teilungen  $t = 2,88 \times D$  und  $t = 2,30 \times D$ .



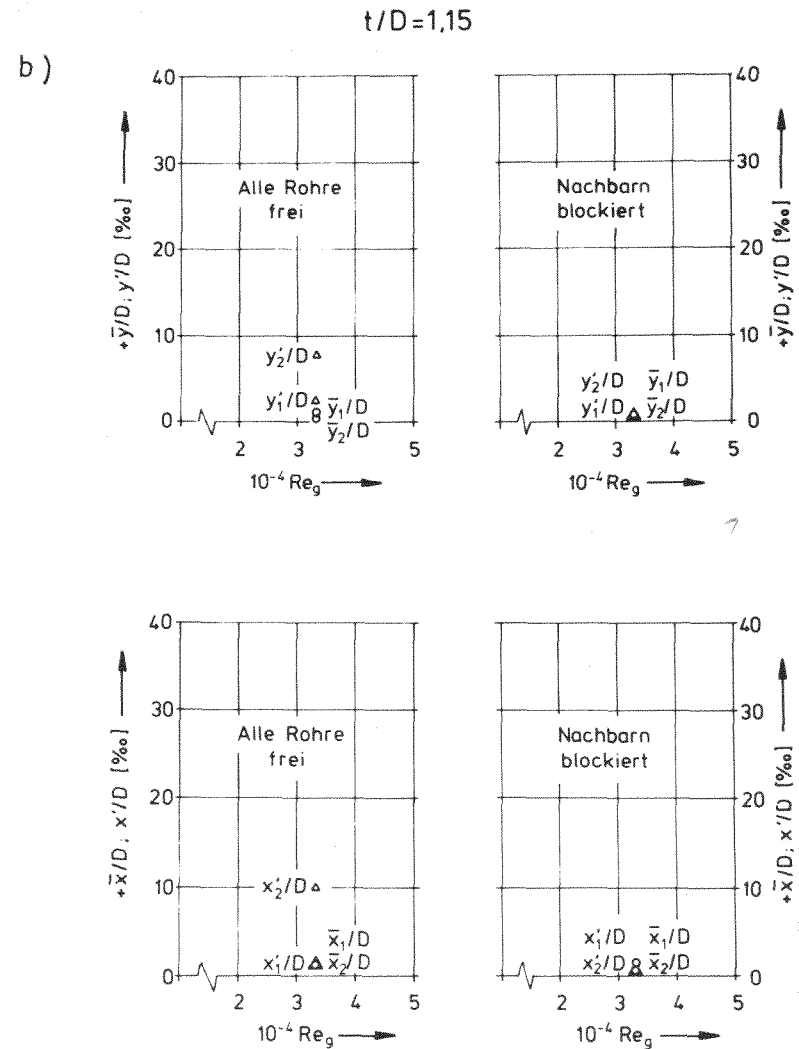
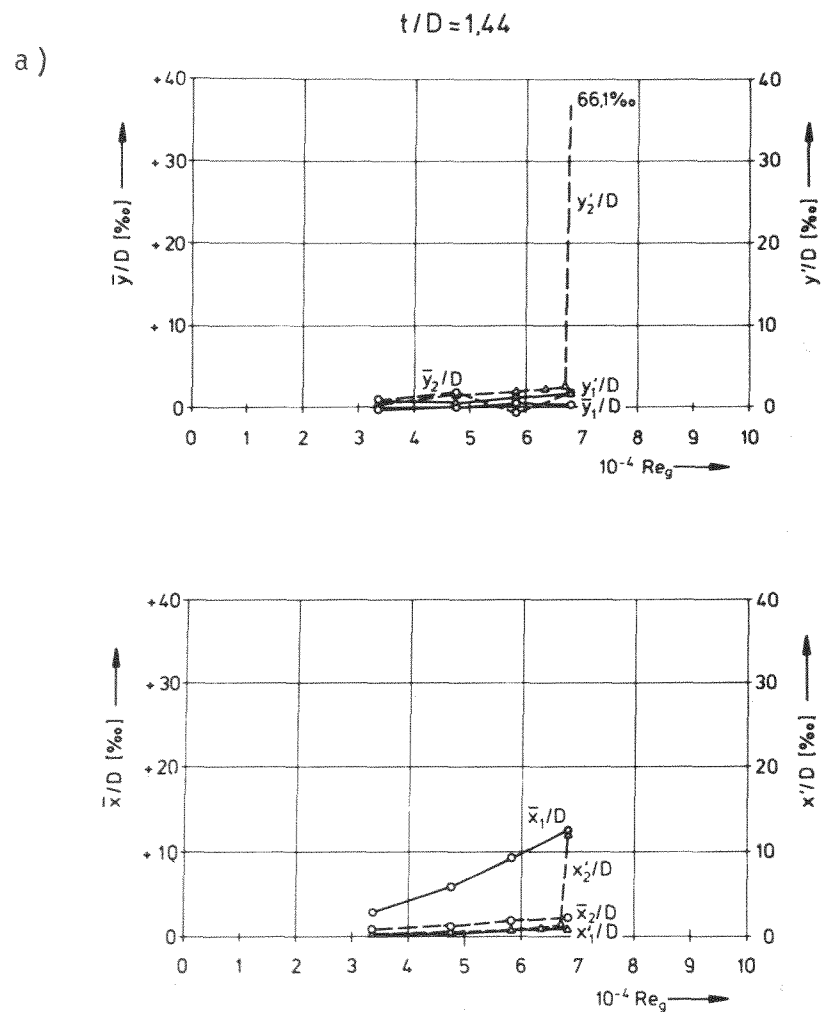
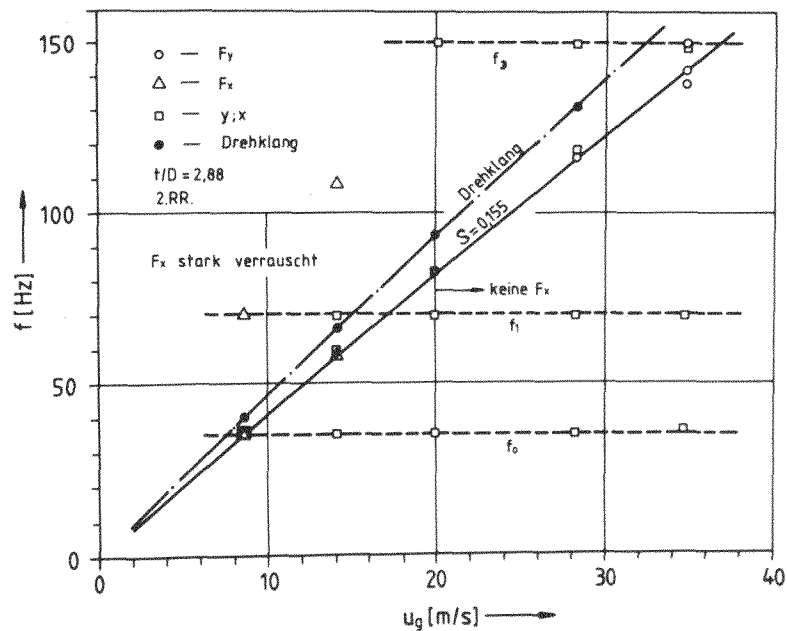
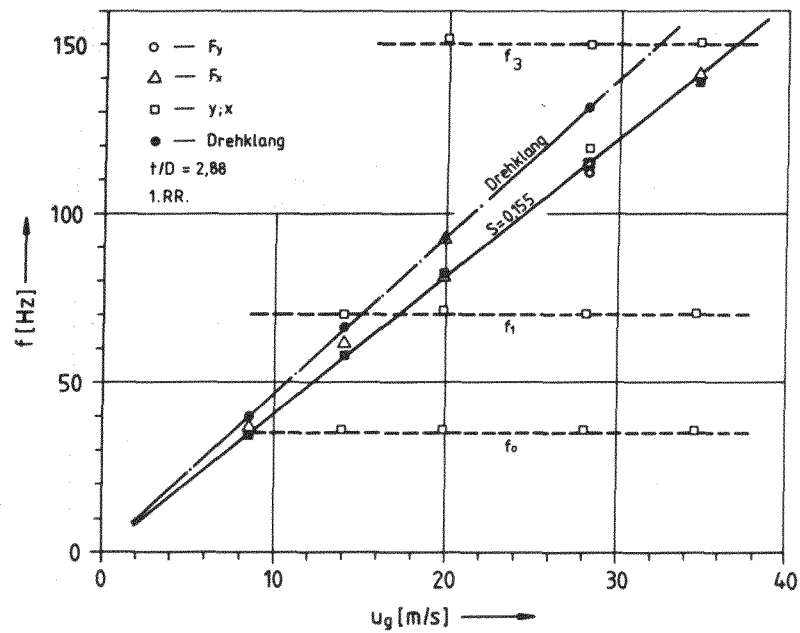


Bild 67 a,b Statische Auslenkungen und RMS-Wert der Schwingungsamplituden über der Reynolds-Zahl  $Re_g$  in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohr-bündels mit den Teilungen  $t = 1,44 \times D$  und  $t = 1,15 \times D$ .



**Bild 68** Frequenzmessungen der Kraftkomponenten und der Schwingwege als Funktion der Lückengeschwindigkeit  $u_g$  in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohrbündels mit der Teilung  $t = 2,88 \times D$ .

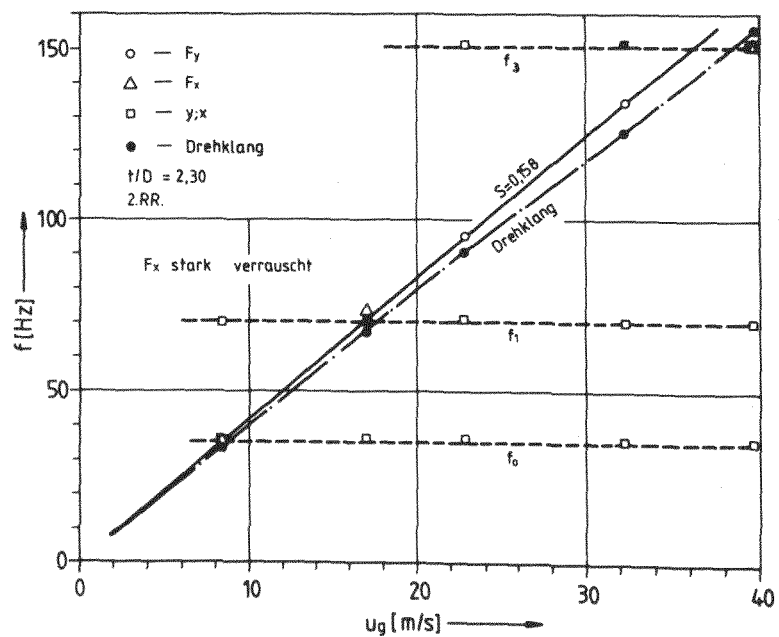
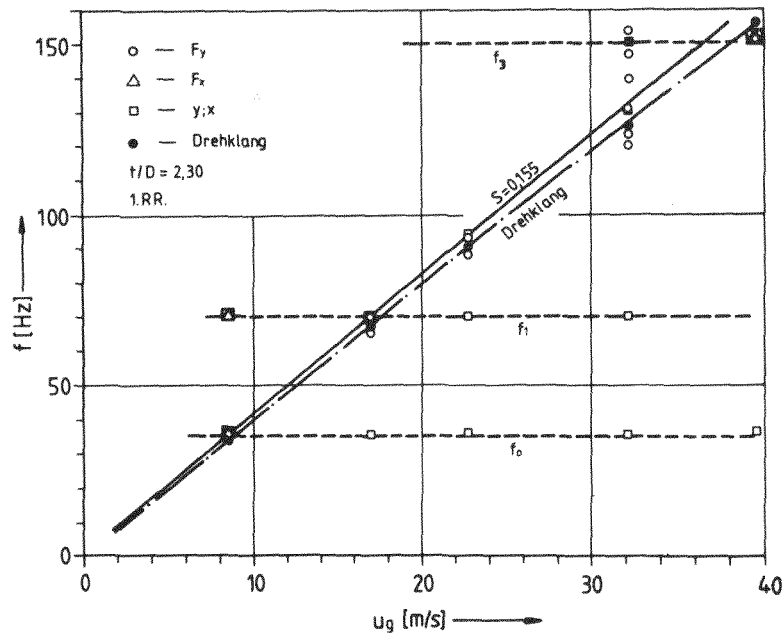


Bild 69 Frequenzmessungen der Kraftkomponenten und der Schwingwege als Funktion der Lückengeschwindigkeit  $u_g$  in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohrbündels mit der Teilung  $t = 2,30 \times D$ .

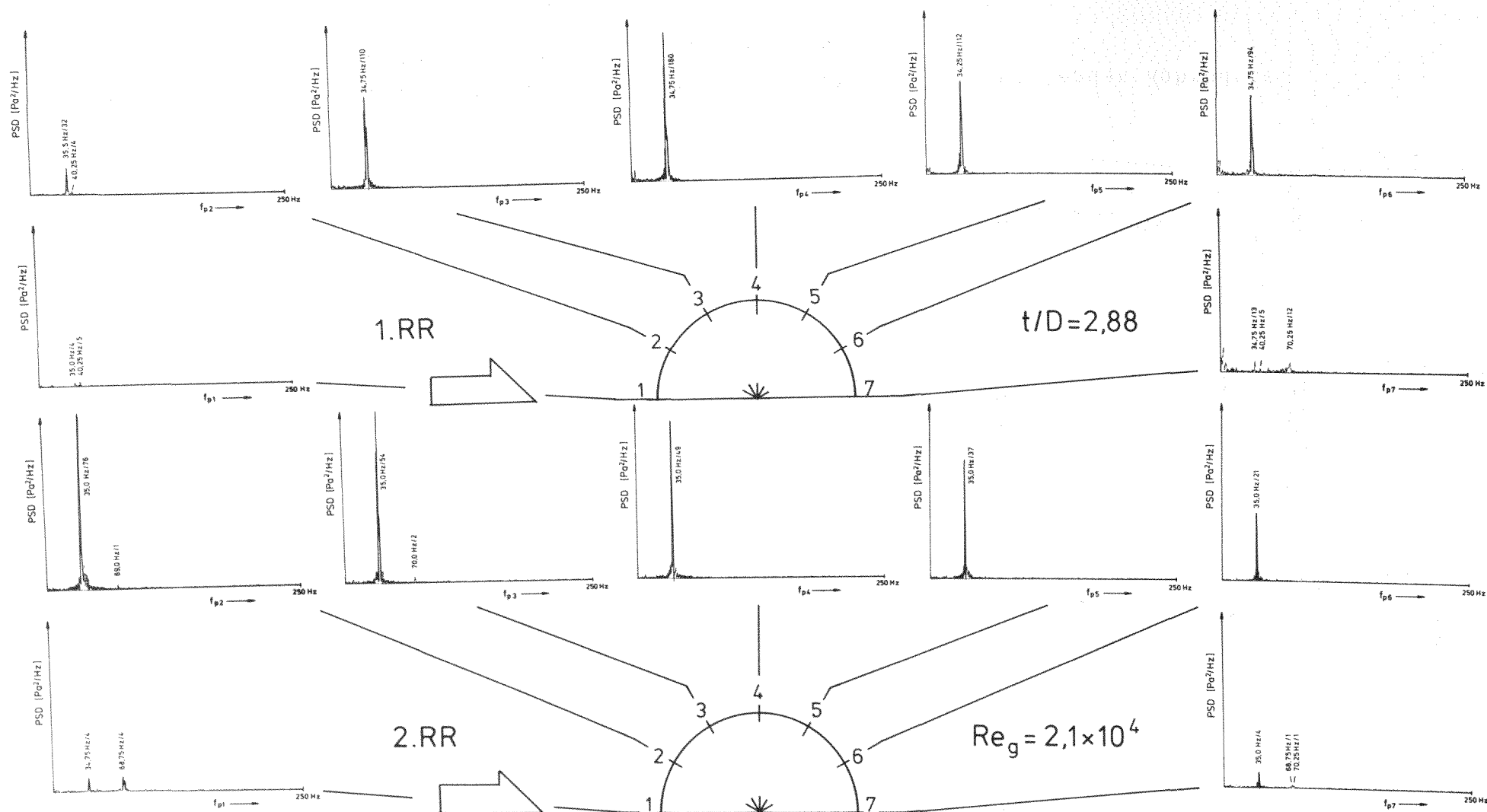


Bild 7o Spektrale Leistungsdichte PSD der Umfangsdrücke am fluchtenden Rohrbündel mit einer Teilung  $t = 2.88 \times D$  bei  $Re_g = 2.1 \times 10^4$ . 1. Wirbelresonanz.



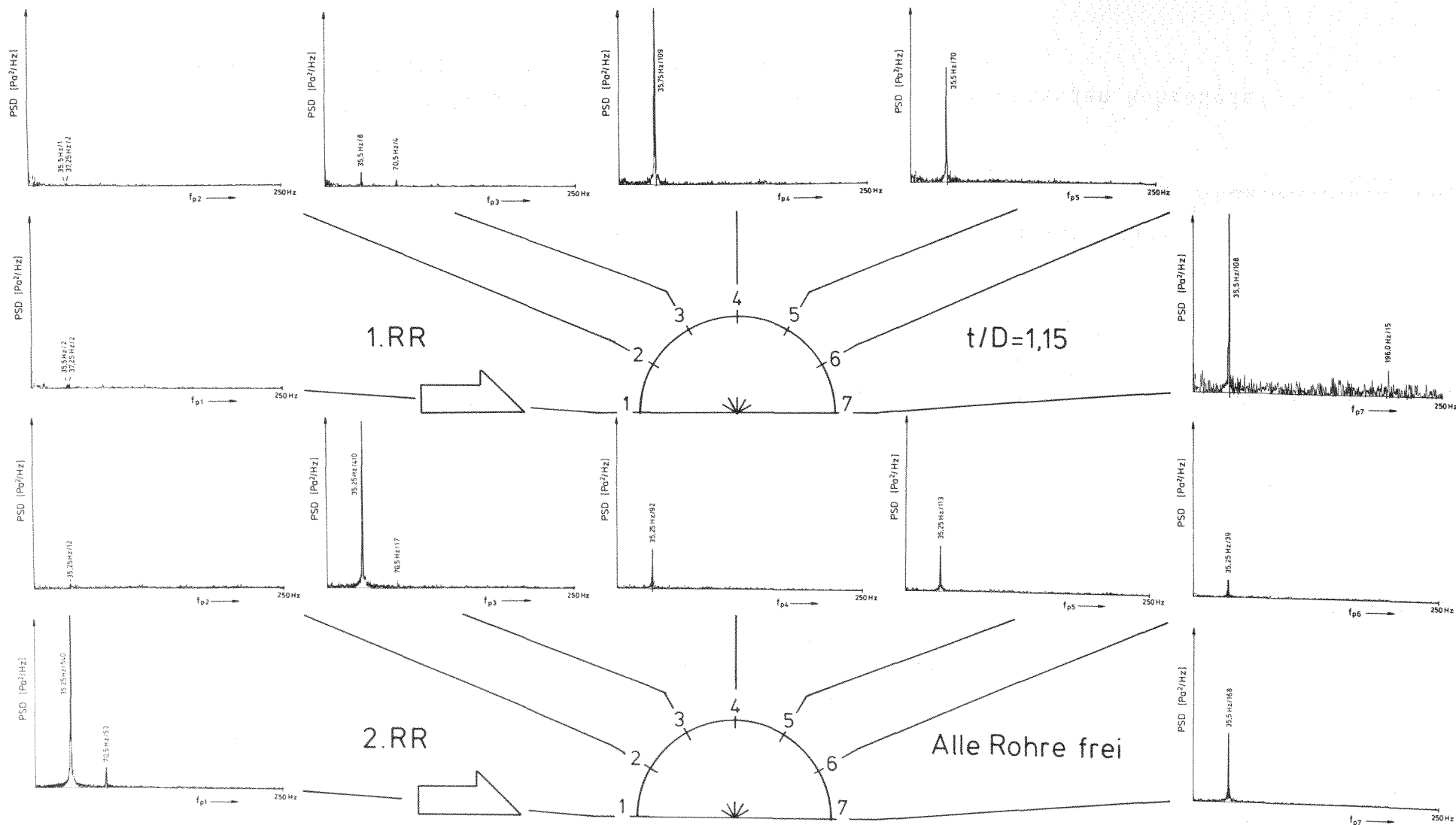
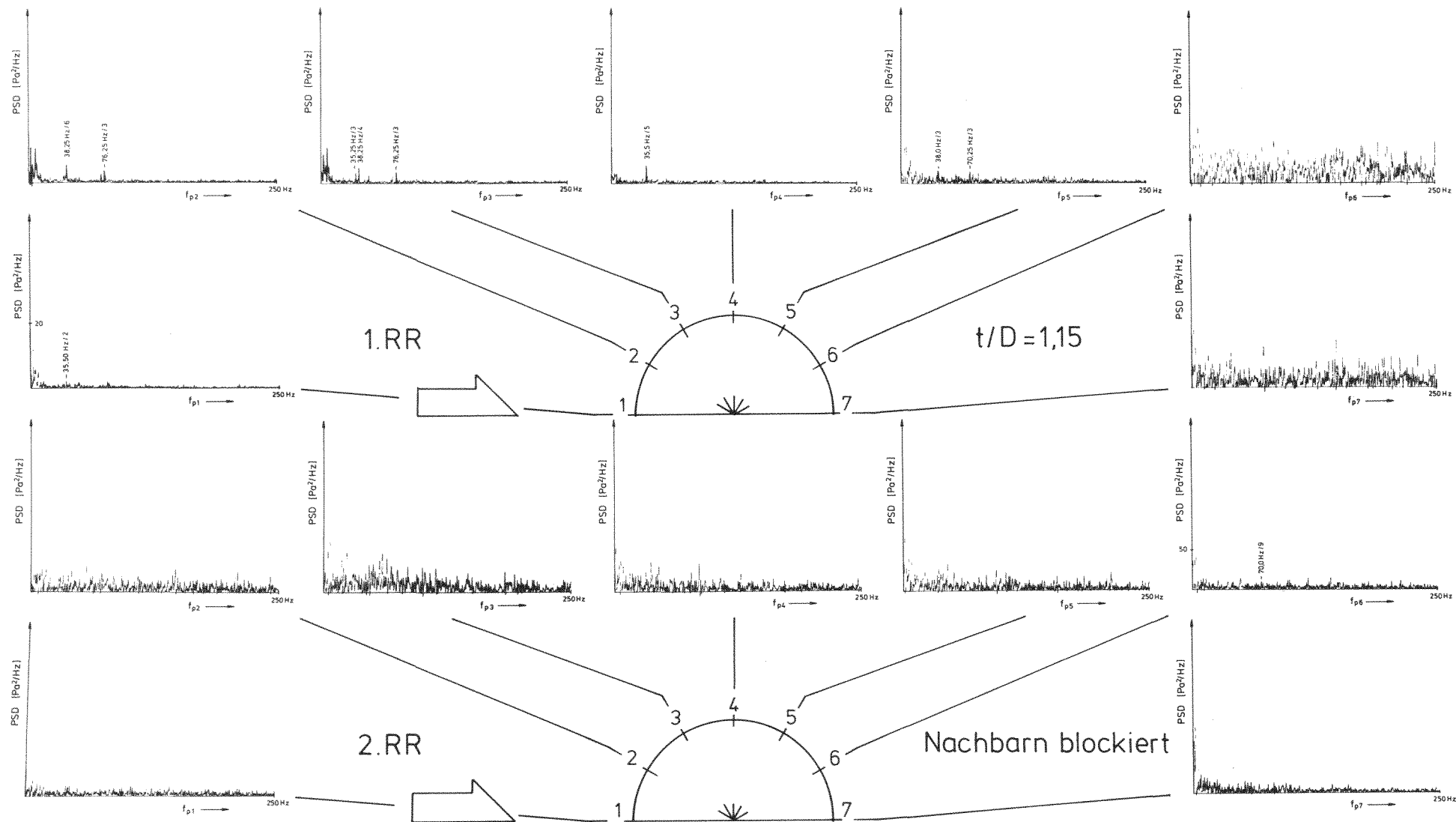


Bild 72 Spektrale Leistungsdichte PSD der Umfangsdrücke am fluchtenden Rohrbündel mit einer Teilung  $t = 1,15 \times D$ . Alle Rohre frei schwingend.



**Bild 73** Spektrale Leistungsdichte PSD der Umfangsdrücke am fluchtenden Rohrbündel mit einer Teilung  $t = 1,15 \times D$ . Nachbarrohre blockiert.

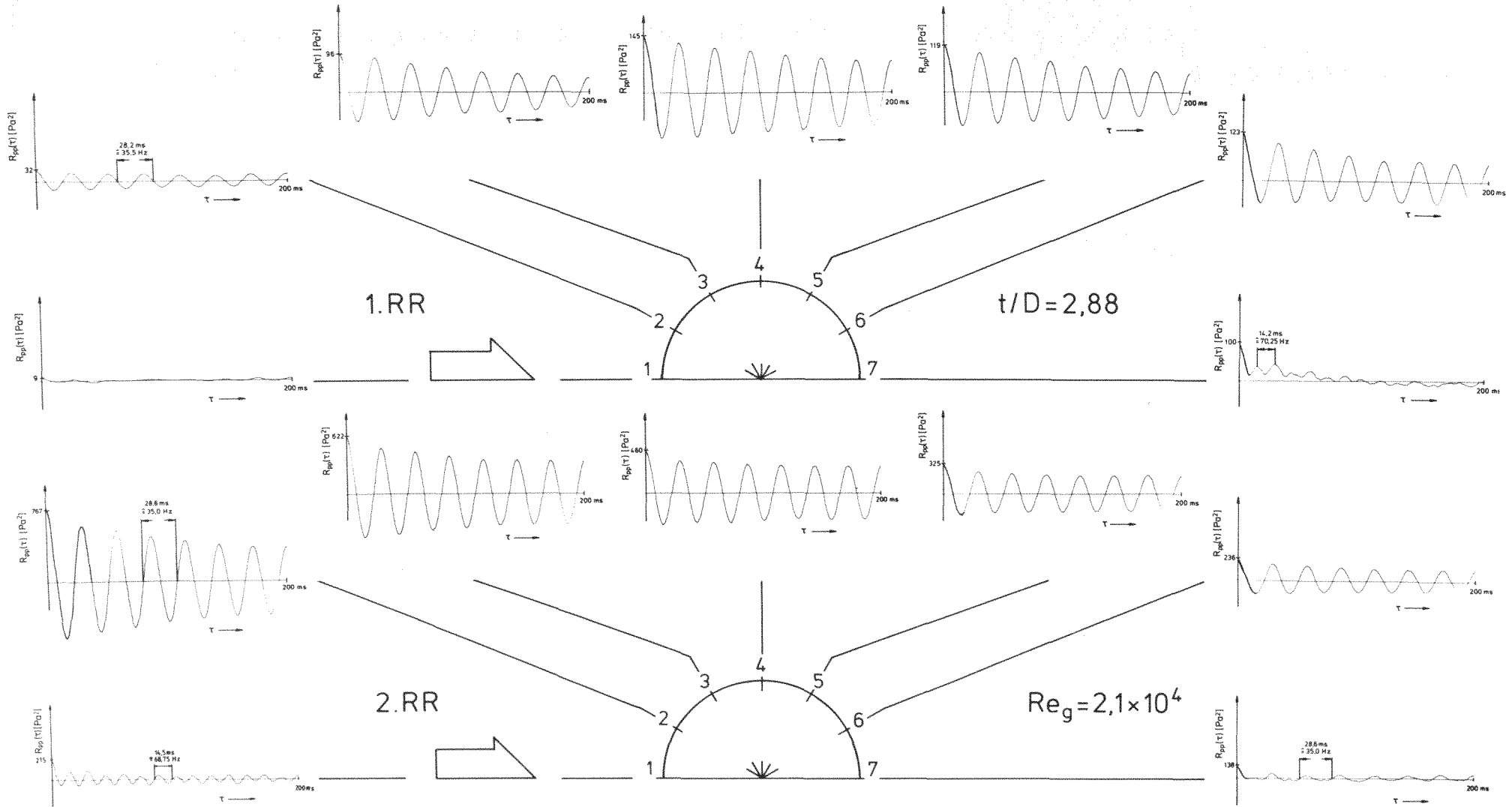
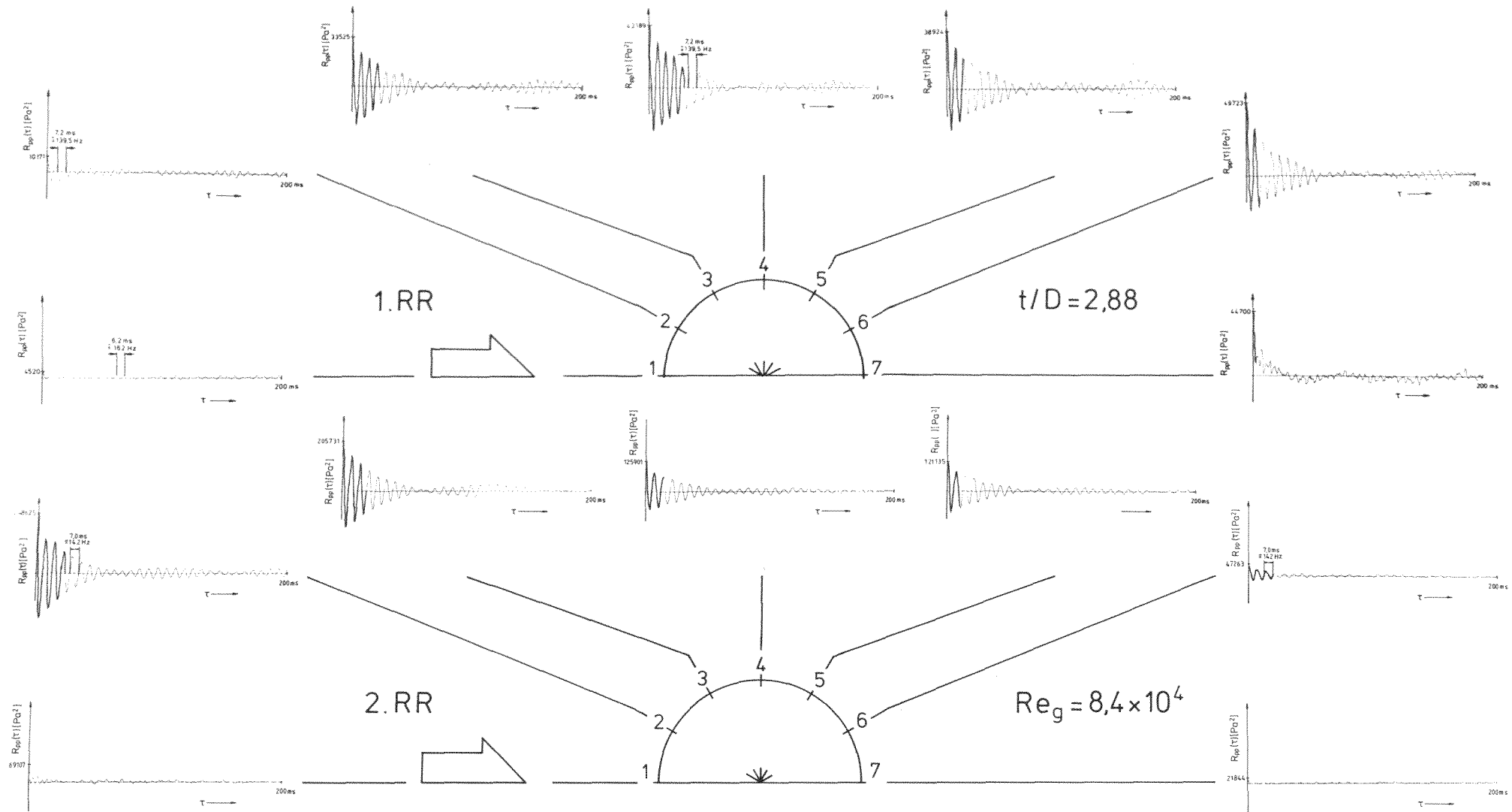


Bild 74 Autokorrelationsfunktionen  $R_{pp}(\tau)$  der Umfangsdrücke in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohrbündels mit einer Teilung  $t = 2,88 \times D$ ,  $Re_g = 2,1 \times 10^4$ . 1. Wirbelresonanz.





**Bild 75** Autokorrelationsfunktionen  $R_{pp}(\tau)$  der Umfangsdrücke in der 1. und 2. RR eines fluch-  
tenden Rohrbündels mit einer Teilung  $t = 2,88 \times D$ ,  $Re_g = 8,4 \times 10^4$ .

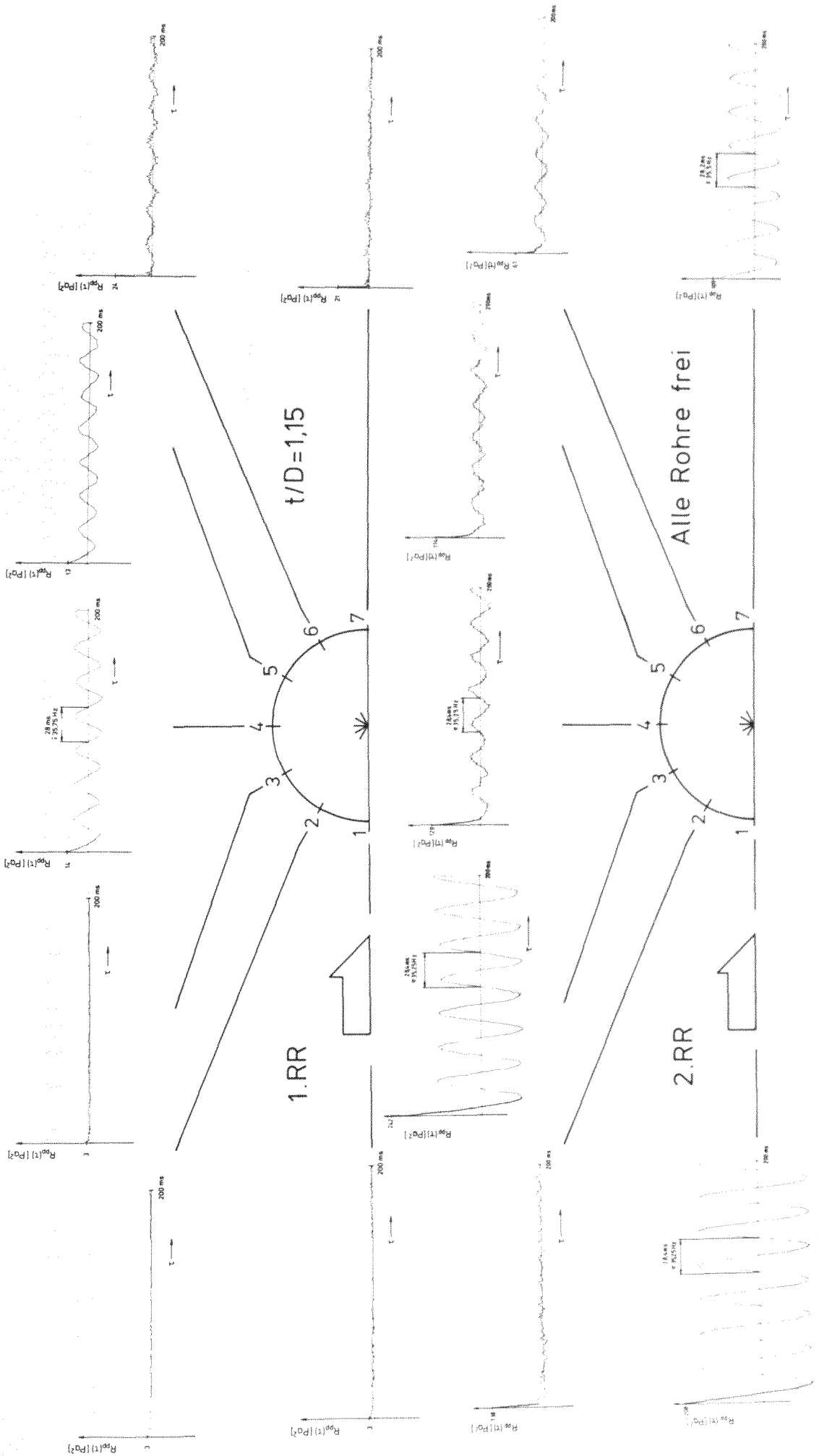
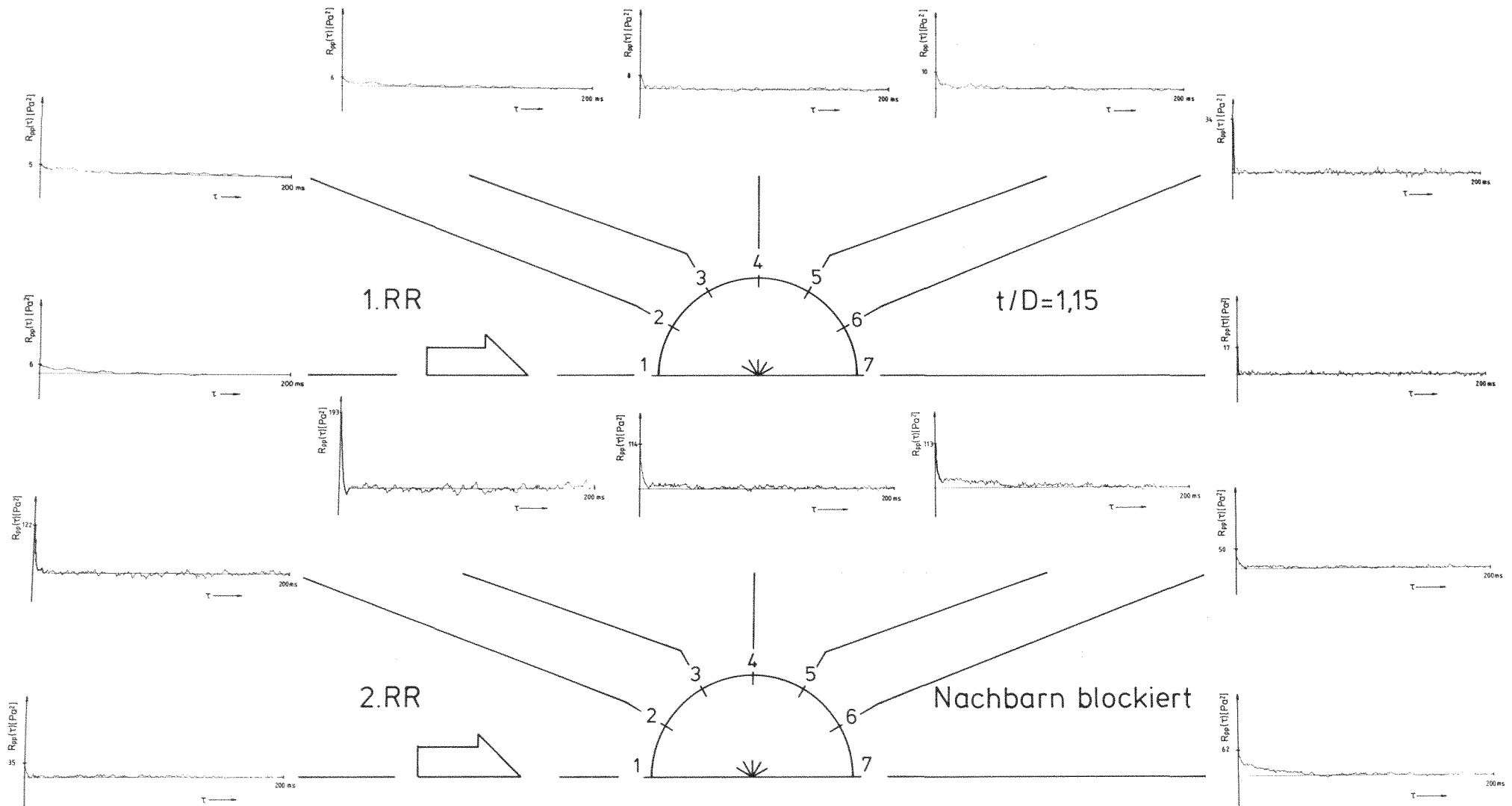


Bild 76 Autokorrelationsfunktionen  $R_{pp}(\tau)$  der Umfangsdrücke in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohrbündels mit der Teilung  $t = 1,15 \times D$ . Alle Rohre frei schwingend.



**Bild 77** Autokorrelationsfunktionen  $R_{pp}(\tau)$  der Umfangsdrücke in der 1. und 2. RR eines fluchtenden Rohrbündels mit der Teilung  $t = 1,15 \times D$ . Nachbarrohre blockiert.

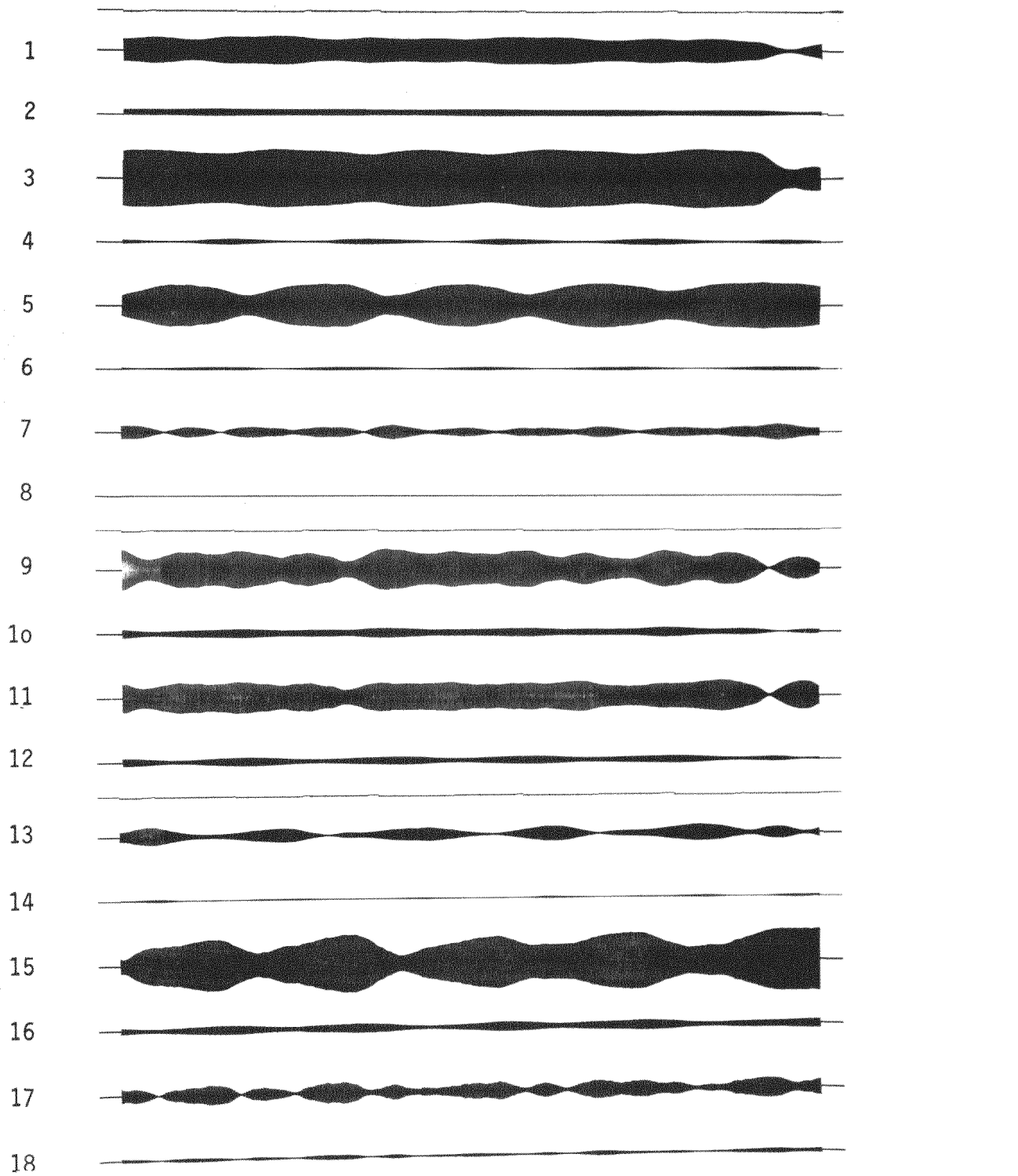


Bild 78 Zeitliche Verläufe der Schwingwege in y- und x- Richtung an neun Rohren eines fluchtenden Bündels ( $t/D = 2,30$ )  
 $Re_g = 2,1 \times 10^4$ . 1. Wirbelresonanz. Spurbezeichnung siehe Bild 81.

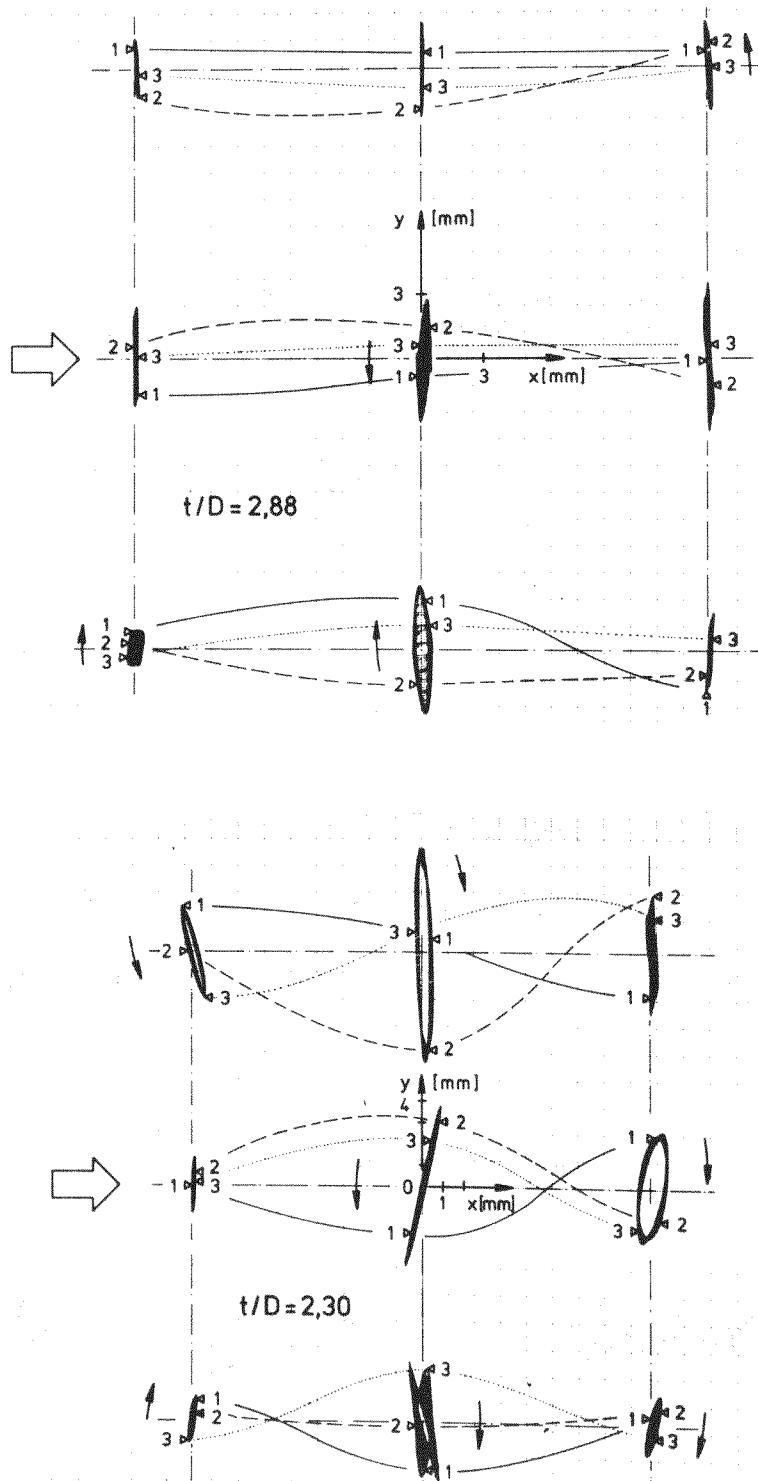


Bild 79 Lissajous-Figuren der Schwingungen von neun Rohren eines fluchtenden Rohrbündels mit den Teilungen  $t = 2,88 \times D$  und  $t = 2,30 \times D$  zur Verdeutlichung der fluidelastischen Kopplungen.

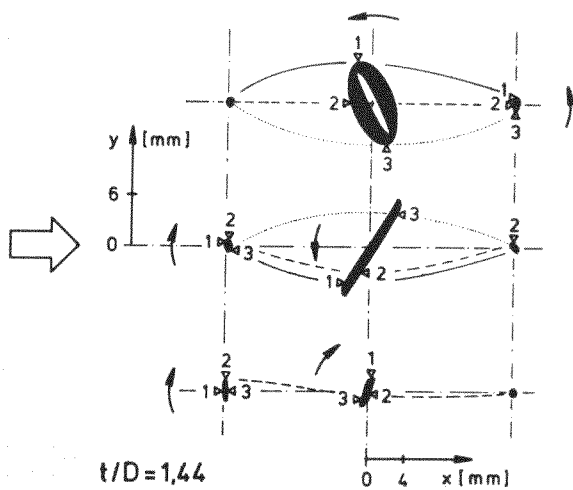


Bild 80 Lissajous-Figuren der Schwingungen von neun Rohren eines fluchtenden Rohrbündels mit den Teilungen  $t = 1,44 \times D$  und  $t = 1,15 \times D$  zur Verdeutlichung der fluidelastischen Kopplungen.

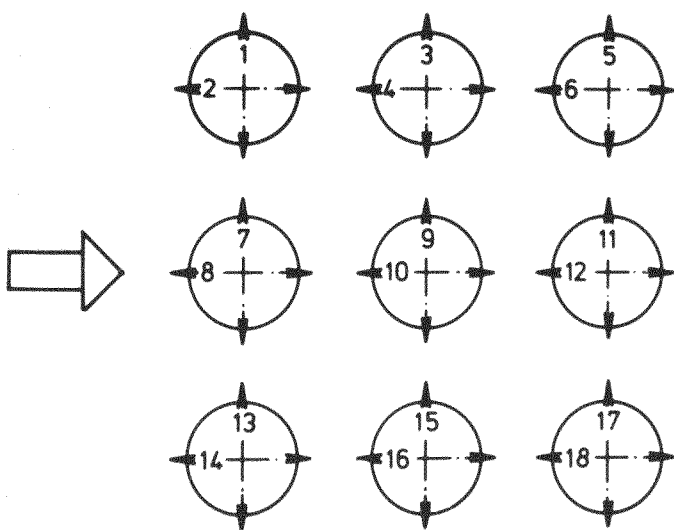
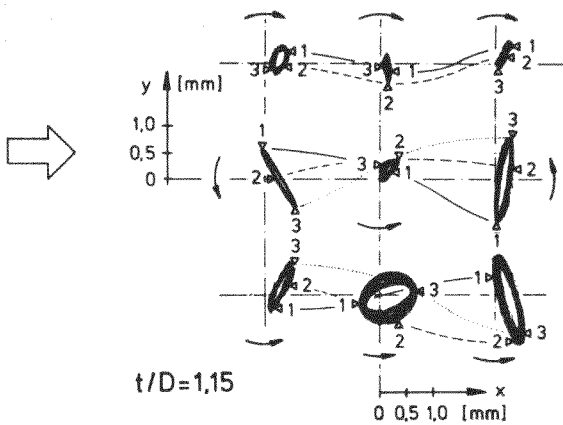


Bild 81 Spurbezeichnungen von Schwingwegmessungen an neun Rohren eines fluchtenden Bündels.